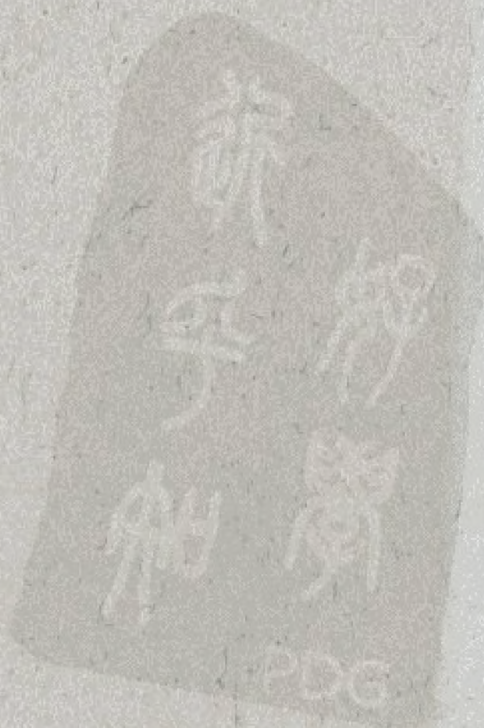
地球电磁现象物理学

Physics of Electromagnetic Phenomena of the Earth

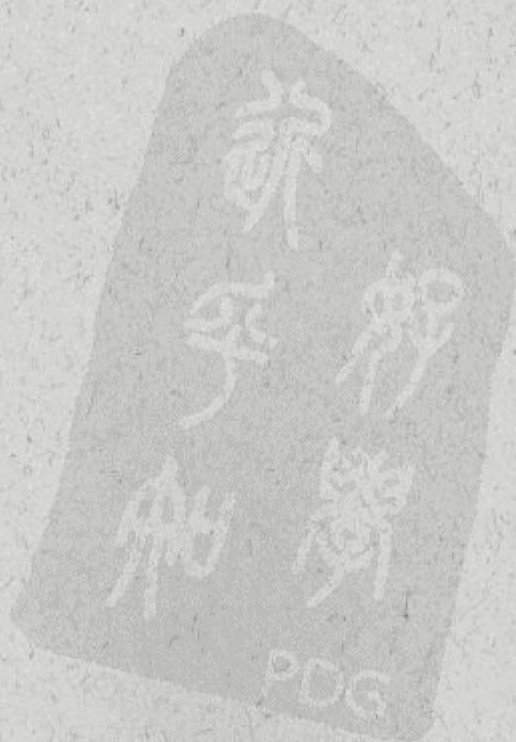


徐文耀 著

中国科学技术大学出版社



“十一五”国家重点图书



定价：96.00元

ISBN 978-7-312-02256-2



上架建议：地球科学

当代科学技术基础理论与前沿问题研究丛书

中国科学技术大学

校友文库

地球电磁现象物理学

Physics of Electromagnetic Phenomena of the Earth

徐文耀 著

中国科学技术大学出版社

内 容 简 介

地磁场是地球固有的基本特性，它与地球的形成演化过程紧紧伴随，成为地球生物圈（包括人类）生存的重要环境条件。本书从形态学和物理起源两个方面介绍了组成地磁场的四个主要部分——主磁场、地壳磁场、变化磁场和感应磁场。主磁场约占地球总磁场的95%，现在人们普遍认为，它起源于地球外核的磁流体发电机过程，构成了地磁场的绝对优势部分，控制着地磁场的全球分布特征，并经历着缓慢的长期变化和极性倒转；地壳磁场（也称岩石圈磁场）起源于岩石剩余磁化强度和感应磁化强度，它与地壳岩石组成和热状态有关，也与岩石形成时期的地磁场和现今地磁场有关；变化磁场起源于电离层和磁层的电流体系，虽然只占总磁场的1%，但是它包含着有关地球空间电磁环境和空间天气的丰富信息，并为地下介质电性的探测提供了场源；感应磁场是由外部变化磁场在地球内部产生的感应电流引起的，反映了地球内部的电磁性质。

本书的读者对象是地球物理和空间物理的科学研究人员以及大专院校有关专业的师生，也可供业余爱好者参考。

图书在版编目(CIP)数据

地球电磁现象物理学/徐文耀著.—合肥：中国科学技术大学出版社，2009.1
（当代科学技术基础理论与前沿问题研究丛书：中国科学技术大学校友文库）
“十一五”国家重点图书
ISBN 978-7-312-02256-2

Ⅰ.地…　Ⅱ.徐…　Ⅲ.地磁学　Ⅳ.P318

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2008)第141981号

出版发行　中国科学技术大学出版社
　　　　　地址　安徽省合肥市金寨路96号，邮编：230026
　　　　　网址　http://press.ustc.edu.cn
印　　刷　合肥晓星印刷有限责任公司
经　　销　全国新华书店
开　　本　710mm×1000mm　1/16
印　　张　35.75　　　插页　6
字　　数　638千
版　　次　2009年1月第1版
印　　次　2009年1月第1次印刷
印　　数　1—3000册
定　　价　96.00元

总　序

侯建国
（中国科学技术大学校长、中国科学院院士、第三世界科学院院士）

大学最重要的功能是向社会输送人才。大学对于一个国家、民族乃至世界的重要性和贡献度，很大程度上是通过毕业生在社会各领域所取得的成就来体现的。

中国科学技术大学建校只有短短的五十年，之所以迅速成为享有较高国际声誉的著名大学之一，主要就是因为她培养出了一大批德才兼备的优秀毕业生。他们志向高远、基础扎实、综合素质高、创新能力强，在国内外科技、经济、教育等领域做出了杰出的贡献，为中国科大赢得了“科技英才的摇篮”的美誉。

2008 年 9 月，胡锦涛总书记为中国科大建校五十周年发来贺信，信中称赞说：半个世纪以来，中国科学技术大学依托中国科学院，按照全院办校、所系结合的方针，弘扬红专并进、理实交融的校风，努力推进教学和科研工作的改革创新，为党和国家培养了一大批科技人才，取得了一系列具有世界先进水平的原创性科技成果，为推动我国科教事业发展和社会主义现代化建设做出了重要贡献。

据统计，中国科大迄今已毕业的 5 万人中，已有 42 人当选中国科学院和中国工程院院士，是同期（自 1963 年以来）毕业生中当选院士数最多的高校之一。其中，本科毕业生中平均每 1000 人就产生 1 名院士和七百多名硕士、博士，比例位居全国高校之首。还有众多的中青年才俊成为我国科技、企业、教育等领域的领军人物和骨干。在历年评选的“中国青年五四奖章”获得者中，作为科技界、科技创新型企业界青年才俊代表，科大毕业生已连续多年榜上有名，获奖总人数位居全国高校前列。

鲜为人知的是，有数千名优秀毕业生踏上国防战线，为科技强军做出了重要贡献，涌现出二十多名科技将军和一大批国防科技中坚。

为反映中国科大五十年来人才培养成果，展示毕业生在科学研究中的最新进展，学校决定在建校五十周年之际，编辑出版《中国科学技术大学校友文库》，于 2008 年 9 月起陆续出书，校庆年内集中出版 50 种。该《文库》选题经过多轮严格的评审和论证，入选书稿学术水平高，已列为"十一五"国家重点图书出版规划。

入选作者中，有北京初创时期的毕业生，也有意气风发的少年班毕业生；有"两院"院士，也有 IEEE Fellow；有海内外科研院所、大专院校的教授，也有金融、IT 行业的英才；有默默奉献、矢志报国的科技将军，也有在国际前沿奋力拼搏的科研将才；有"文革"后留美学者中第一位担任美国大学系主任的青年教授，也有首批获得新中国博士学位的中年学者……在母校五十周年华诞之际，他们通过著书立说的独特方式，向母校献礼，其深情厚意，令人感佩！

近年来，学校组织了一系列关于中国科大办学成就、经验、理念和优良传统的总结与讨论。通过总结与讨论，我们更清醒地认识到，中国科大这所新中国亲手创办的新型理工科大学所肩负的历史使命和责任。我想，中国科大的创办与发展，首要的目标就是围绕国家战略需求，培养造就世界一流科学家和科技领军人才。五十年来，我们一直遵循这一目标定位，有效地探索了科教紧密结合、培养创新人才的成功之路，取得了令人瞩目的成就，也受到社会各界的广泛赞誉。

成绩属于过去，辉煌须待开创。在未来的发展中，我们依然要牢牢把握"育人是大学第一要务"的宗旨，在坚守优良传统的基础上，不断改革创新，提高教育教学质量，早日实现胡锦涛总书记对中国科大的期待：瞄准世界科技前沿，服务国家发展战略，创造性地做好教学和科研工作，努力办成世界一流的研究型大学，培养造就更多更好的创新人才，为夺取全面建设小康社会新胜利、开创中国特色社会主义事业新局面贡献更大力量。

是为序。

2008 年 9 月

前　言

中国科学技术大学50周年校庆,《校友文库》编辑部热情来函约稿,我才知道1978级研究生也忝为校友。使命难违,理当效力。但交稿时限太紧,唯恐滥竽之作,有辱校友文库之清誉,遂遵编辑部建议,在拙作《地磁学》的基础上,补充修订,以专著形式出版。

《地磁学》一书于2000年完稿,2003年4月出版,原是《中国现代科学全书》的一册,因受出版篇幅和读者对象的限制,有些章节只能通俗简写,许多内容被迫割爱。庆幸有这次补充和完善的机会,遂将近年来国内外地磁学研究新进展和本人的研究心得择重要者补入,虽然仍用原来的基本构架和轮廓,但内容增加了近一半,章节由原来的八章增加到十章和两个附录。

自从吉尔伯特的《论磁体》这本"伟大到令人妒忌的程度"(伽利略语)的地磁学元典之作于1600年问世至今,地磁学已经走过了400多年的历程,它的基本理论渐趋成熟,方法技术日臻完善,它的应用几乎无所不至:从空间环境到资源勘探,从导航通信到动力系统,从地质变迁到生物进化,从疾病诊断到医疗保健……然而,自然无限,真理亦无限,未知无止境,探索亦无止境:关于地磁起源研究的新成果举世瞩目,但是还远未完善,地磁预报历史久远,但是其精准度难如人意。地磁学应用领域在不断扩展,要求地磁学不断创新。地磁学与其他学科的交叉综合不断催生新学科的产生。

综观国内外地磁学界,外文地磁学专著汗牛充栋,早期有查普曼和巴特尔斯的两卷本《地磁学》(1940),后来有杨诺夫斯基的《地磁学》(1950),力武常次的《电磁学与地球内部》(1966),松下祯见和坎贝尔的《地磁现象物理学》(1967),帕金森《地磁学引论》(1983),雅各布斯的四

卷本《地磁学》(1987～1991)，坎贝尔的《地磁场概论》(1997)等等。这些总结性论著充实了人类知识宝库，也不断更新着人们关于地磁场的概念。与此相比，中文地磁学专著和教材却寥若晨星，常有不敷使用之憾。陈志强先生翻译的杨诺夫斯基《地磁学》(上册 1959，下册 1963)已历半个世纪，刘洪学、周珧秀先生翻译同一作者的新版《地磁学》(1982)，已过去了四分之一世纪，大学地磁学教材也屈指可数。拙作《地磁学》虽然简陋，但敝帚自珍，成书后数年来，不遗余力，积累资料，力图深入，力图更新。

希望这本书能为读者提供一点学习地磁学基本知识的有用材料。

在此，我要衷心感谢朱岗昆教授在本书写作和修改过程中给予的指导和帮助，他仔细审阅了全部文稿和图件，并提出了许多宝贵意见。我也要感谢使用《地磁学》一书的学生和读者们，是他们不断提出新的问题和质疑，使我不敢懈怠，勉力向前；也是他们不断给以鼓励和鞭策，推动着我完成这一修订本。

徐文耀
2008 年 10 月

附：《地磁学》初版序言

就像大气和水一样，地磁场也是人类生存不可缺少的环境条件之一。地磁场包围在地球周围，像一道天然的屏障，保护着地球上的生命，使其免受高温、高速太阳风的威胁和宇宙高能粒子的轰击。地磁场伴随着地球的形成和演变过程。地球上的生命，包括人类在内，是在有地磁场的环境中产生和进化的，在这漫长的历史进程中，到处留下地磁场影响的痕迹和地磁场注入的“基因”。

地磁场的主要部分起源于地核，它穿过近3 000公里厚的地幔、地壳到达地表，并远远地扩展到太空，从而把地球内部的信息携带出来，为人类认识无法到达的地球深部提供了有效的途径。地磁场的另一部分是由地壳岩石磁性产生的，它使人类有了一种强有力的探矿手段。地磁场中还有一小部分起源于地球周围空间的电流体系，所以地磁场也是地球空间环境探测和空间天气预报的重要内容。

中国人发明了最早的地磁场观测仪器——指南针，在此基础上发展出越来越精密的地磁仪。航海家用它们来测定航向，地质工作者用它们来发现地下矿藏，医生用它们诊断人体疾病，卫星带着它们探测宇宙磁场结构，古地磁学者用它们寻找岩石中残留下来的古代地磁场痕迹，天文学家用它们监视着太阳的活动……

地磁学是一门古老的基础学科，同时也是一门充满活力的应用学科。随着科学技术的发展，特别是计算机和航天技术的发展，地磁学的新发现不断给人们带来新的希望和激动。地磁学的研究领域不断在扩展，概念不断在更新，地磁学与其他学科交叉结合诞生出极富生命力的边缘学科。

本书试图用比较通俗的语言，阐明地磁场的一些基本概念：地磁场是什么？它的空间分布和时间变化有什么特征？地磁场是怎样产生的？研究地磁场有什么用？未来时代地磁场会怎样发展？对于一门历史悠久、积累丰富而又发展迅速、日新月异的学科来说，在如此有限的篇幅内要把上述问题交代清楚，对我来说并非易事。有些内容只好简写（如古地磁），有些内容完全略去（如地磁仪器），材料的取舍很难完全得当。

在此，我要衷心感谢朱岗昆教授在本书写作过程中给以的指导和教诲，感谢马石庄、安振昌、杨少峰等同志给以的帮助和指正。

徐文耀

2000年1月

目　　次

第一章　绪　　论

第一节　电磁场的普遍规律

磁性是物质的基本属性，磁场是物质存在的一种重要形式。

在科学技术和日常生活中，磁场是我们最熟知的自然现象之一。从指南针、玩具磁铁、磁化水杯到电器电表，从地球、太阳、银河系到星系际空间，从分子、原子、原子核到基本粒子，从蜜蜂、信鸽、鱼类到人类肌体……磁场几乎无处不在，差别只是强弱与位形不同罢了。唯物主义认为，宇宙万物都是由物质组成的，而粒子和场是自然界物质存在的两种基本形态。在以场形态存在的物质中，磁场是宇宙中极其重要和普遍的一种场。

一、自然界的磁场

磁场的存在虽然不能被肉眼直接感知，但通过它与其他物质的相互作用，如磁极之间的相互吸引或排斥、磁场对通电导线的作用、磁场对带电粒子运动轨迹的改变、磁场对导电流体运动状态的影响等等，人们逐渐认识了磁场的物质性和能量特点。

1. 常见的磁场

在日常生活、教学和科研中，我们经常接触到各种各样的磁场。图 1.1 是几种常见磁场的示意图。上面两幅是条形磁铁和通电螺线管周围细铁屑排列的实验图，铁屑的分布清楚地指示出磁场的方向；中间两幅用磁力线形象地描绘出磁场分布图案，箭头表示磁场方向，磁力线的疏密表示磁场强度的大小；下面两幅显示出圆电流磁场和地球磁场的相似性，这种相似的磁场

结构在条形磁铁和通电螺线管的磁场中也可以看得很清楚。为了对各种磁场有一个数量级概念，图中还标出了典型磁场值(相当于地球表面地磁场的最大强度)。特斯拉 T 是国际单位制 SI 中磁感应强度的单位，在地磁学中，经常使用一个更小的单位——纳特(nT)，1 nT = 10^{-9} T。

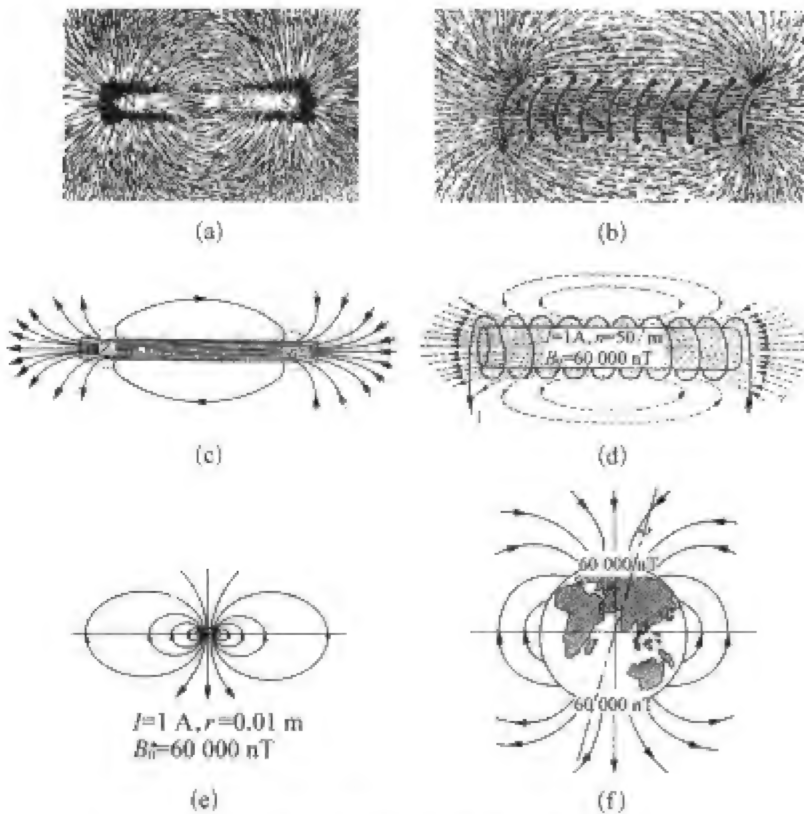


图 1.1 几种常见磁场的实验图和磁力线示意图

(a) 条形磁铁周围细铁屑排列的实验图；(b) 通电螺线管周围细铁屑排列的实验图；(c) 用磁力线描绘的条形磁铁周围的磁场分布，箭头表示磁场方向，磁力线的疏密表示磁场强度的大小；(d) 用磁力线描绘的通电螺线管周围的磁场分布，图中数字表示当 1 安培电流通过每米 50 匝的螺线管时，在螺线管中心可产生 60 000 nT 的磁场；(e) 圆电流线圈的磁场，图中数字表示当 1 A 电流流过 1 cm 半径的圆线圈时，在线圈中心可产生 60 000 nT 的磁场；(f) 地磁场，磁极附近的磁场约为 60 000 nT。

在日常生活和科学研究中遇到的磁场，其强弱差别非常悬殊：人脑的磁场不到 10^{-12} T；心脏磁场不到 10^{-10} T；常用仪表中的永久磁铁，其空隙中的磁场约为 $10^{-2} \sim 10^{-1}$ T；大型电磁铁可产生 1 T 的磁场；在极低的温度下，超导磁体的磁场高达 10 T；在实验室条件下，如进行激光引爆，把化学能转变为瞬时磁场能，最大能达到 100 T，相当于地球磁场的 200 万倍。

2. 宇宙天体的磁场

磁场是宇宙天体固有的基本属性。水星、地球、木星、土星、天王星和海

王星等行星，中子星、脉冲星和太阳等恒星，银河系和其他星系都有强度不同、结构各异的磁场。近年来的空间探测发现：行星的卫星也具有磁场，地球的卫星——月球的磁场十分微弱，但木星的卫星却有很强的磁场。

宇宙中磁场强弱差异极为悬殊：地球表面最大磁场约为 6×10^{-5} T；离我们最近的天体月亮最大磁场不到 3×10^{-7} T；在银河系的星际空间，磁场仅为 10^{-10} T，与人类心脏的磁场相当；星系间空间的磁场强度估计只有 $10^{-13}\sim10^{-12}$ T，接近人脑磁场的强度。

宇宙中比地球磁场强的天体很多。太阳的普遍磁场约 $1\times10^{-4}\sim2\times10^{-4}$ T，比地磁场大一个量级，而太阳黑子的磁场可以大到 0.1 T；许多磁星的磁场在 10^{-2} T 以上，最强的可达 1 T；一种晚期恒星白矮星，它的体积虽小，磁场却高达 10^3 T；中子星的磁场高达 $10^8\sim10^{10}$ T。

2002 年，美国航天局(NASA)戈达德太空中心科学家艾伯拉里姆利用 X 射线探测器，找到了迄今为止宇宙中磁性最强的星体——SGR1806-20。这是一颗直径约为 16 km 的密实中子星，其核心是坍塌的星体，质量比太阳大十倍，磁场约为 10^{11} T。艾伯拉里姆说："如果这颗磁星靠近月球，那么我们人体中的分子将会被重新排列。幸运的是，SGR1806-20 离地球四万光年，所以地球是安全的。"

表 1.1 列出各种磁场的典型值以作比较，从最弱的人脑磁场到最强的磁星磁场，我们已知的磁场强度相差二十几个数量级。最令人惊异的是，这些强度悬殊的磁场居然遵循同样的物理定律，受控于同一组方程——麦克斯韦方程组。

表 1.1 自然界和实验室各种磁场的典型值

磁场名称	强度(T)
人脑磁场	10^{-12}
心脏磁场	10^{-10}
常用仪表磁铁磁场	10^{-2}
玩具冰箱磁铁磁场	10^{-2}
大型电磁铁磁场	10^{0}
超导磁体磁场	10
激光引爆瞬时磁场	10^{2}
星系间空间磁场	$10^{-13}\sim10^{-12}$
银河系星际空间磁场	10^{-10}

续表

磁 场 名 称	强度(T)
太阳风磁场	5×10^{-9}
星际分子云磁场	10^{-7}
月亮表面磁场	3×10^{-7}
地球表面磁场	6×10^{-5}
太阳的普遍磁场	$1\sim2\times10^{-4}$
巨星典型磁场	10^{-2}
太阳黑子磁场	10^{-1}
木星磁场	10^{-3}
磁星磁场(如 BD + 542846)	$10^{-2}\sim10^{0}$
白矮星磁场	10^{3}
中子星磁场	$10^{8}\sim10^{10}$
Magnetar SGR1806-20 磁场	10^{11}

宇宙天体的磁场产生于天体内部,并远远地扩展到天体周围的空间。磁场渗透在该天体周围的等离子体介质中,使之成为磁化等离子体。随时间和空间而变化的天体磁场与运动的等离子体共同构成了特定的天体环境。不同天体的磁场和等离子体之间发生着相互作用,产生了复杂的能量、动量和物质交换过程,并形成各自的分布区域和作用范围,进而形成了充满太空的宇宙磁场。例如,地球和其他太阳系行星磁场与太阳风(向外运动的太阳大气)相互作用,形成地球和行星磁层,构成了地球和行星的空间范围;太阳磁场与星际风作用形成日球层,构成了太阳系的空间范围;同样,银河系及其他星系的磁场与其外运动的星系际风等离子体和磁场相互作用也构成了它们各自的范围。在这一层一层嵌套式的空间结构中,磁场起着主导作用。

表 1.2 列出太阳系行星和其他天体磁场的基本参数。图 1.2(a)用比较的方法给出太阳系行星、脉冲星、星系等几种天体的磁场结构示意图,由此可以看出天体磁场的普遍性及其结构的相似性。图 1.2(b)是太阳系行星和彗星的三种磁层类型:地球木星型(包括外行星和水星,有强大的固有磁场和磁层)、金星火星型(磁场弱,大气薄而固体本体很大)和彗星型(固体本体小而大气层极厚)。图 1.3(a)是根据理论考虑想象的日球层示意图,显示出不同层次的空间磁场及其嵌套式结构。

表 1.2 太阳系行星、卫星和其他天体磁场的主要参数

	平均日心距(AU)	平均半径(km)	自转周期(d)	磁矩 M_E $(A\cdot m^2)$	表面赤道磁场 $(10^{-4}\ T)$	表面最大磁场 $(10^{-4}\ T)$	表面最小磁场 $(10^{-4}\ T)$	磁轴与自转轴的夹角(度)	磁层顶距
水　星	0.39	2 439	58.646	4.5×10^{19}	0.004			166.0	$1.3R_{Me}$
金　星	0.72	6 055	243.010	$<5\times10^{19}$					$0.1R_V$
地　球	1.00	6 372	0.997	7.8×10^{22}	0.31	0.68	0.24	169.2	$11R_E$
火　星	1.52	3 398	1.026	2.0×10^{19}	0.000 6			15.0	$1.2R_{Ma}$
木　星	5.20	71 398	0.410	1.6×10^{27}	4.28	14.30	3.20	9.7	$45R_J$
土　星	9.55	60 330	0.426	4.3×10^{25}	0.22	0.84	0.18	0.0	$21R_S$
天王星	19.19	25 559	0.646	3.9×10^{24}	0.23	0.96	0.08	59.0	$27R_U$
海王星	30.07	24 764	0.658	2.0×10^{24}	0.14	0.90	0.10	47.0	$26R_N$
月　球	1.00	1 737	27.322	$<1.1\times10^{16}$		0.003			
木卫三	5.20	2 634	7.15		0.007			176.0	$1.6R_G$
中子星						10^{15}			
磁　星						10^{15}			
太　阳	0	696 000	25.38	2.0×10^{29}		普遍磁场 1～2，活动区约 10^3			

注：1. AU 是天文单位(地球到太阳的距离)，1 AU = 1.5×10^8 km。

2. 1900 和 2005 年地球磁矩 M_E 分别为 $8.32\times10^{22}\ A\cdot m^2$ 和 $7.76\times10^{22}\ A\cdot m^2$。

3. 行星自转轴的正向由自转方向用右手法则确定，磁轴的正向由 S 极指向 N 极。(注意：地球的磁 N 极在南极附近，而磁 S 极在北极附近)。

4. R_{Me}，R_V，R_E 等分别是各星体的平均半径。

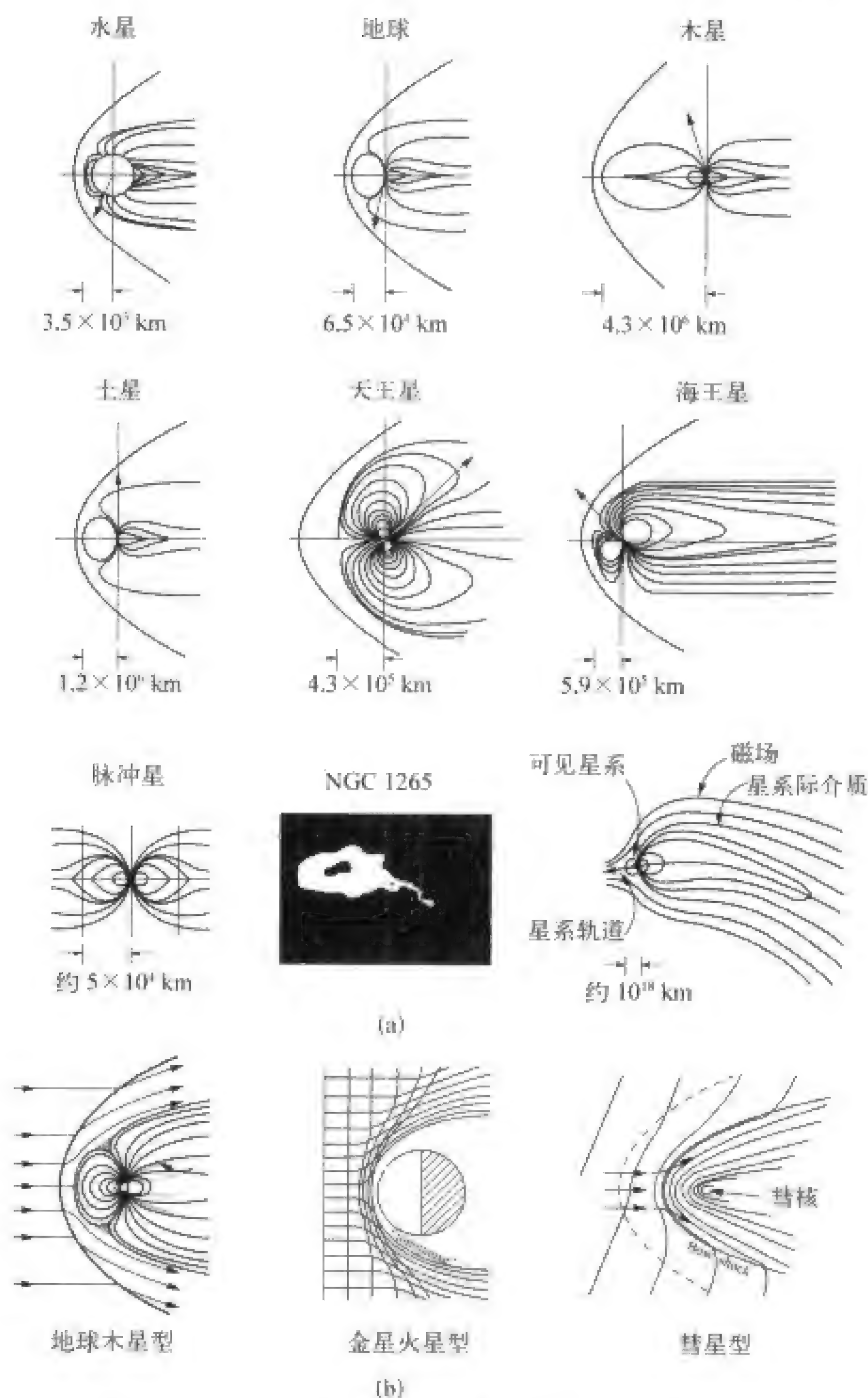


图 1.2 天体的磁场

(a) 太阳系行星和宇宙天体磁场结构的比较。在行星磁场图中，水平线表示行星与太阳的连线，竖直线通过行星中心并垂直于行星轨道面，从行星中心出发的长箭头表示天体偶极磁轴的方向(但不表示大小)。图中还标出行星中心到磁层顶的距离。火星和金星的总体偶极磁场太弱，没有画出。下行中图是射电星系 NGC1265(星云星团新总表 New General Catalogue)的射电辐射图，右图是它的磁层图；(b) 太阳系行星和彗星的三种磁层类型：地球木星型、金星火星型和彗星型。

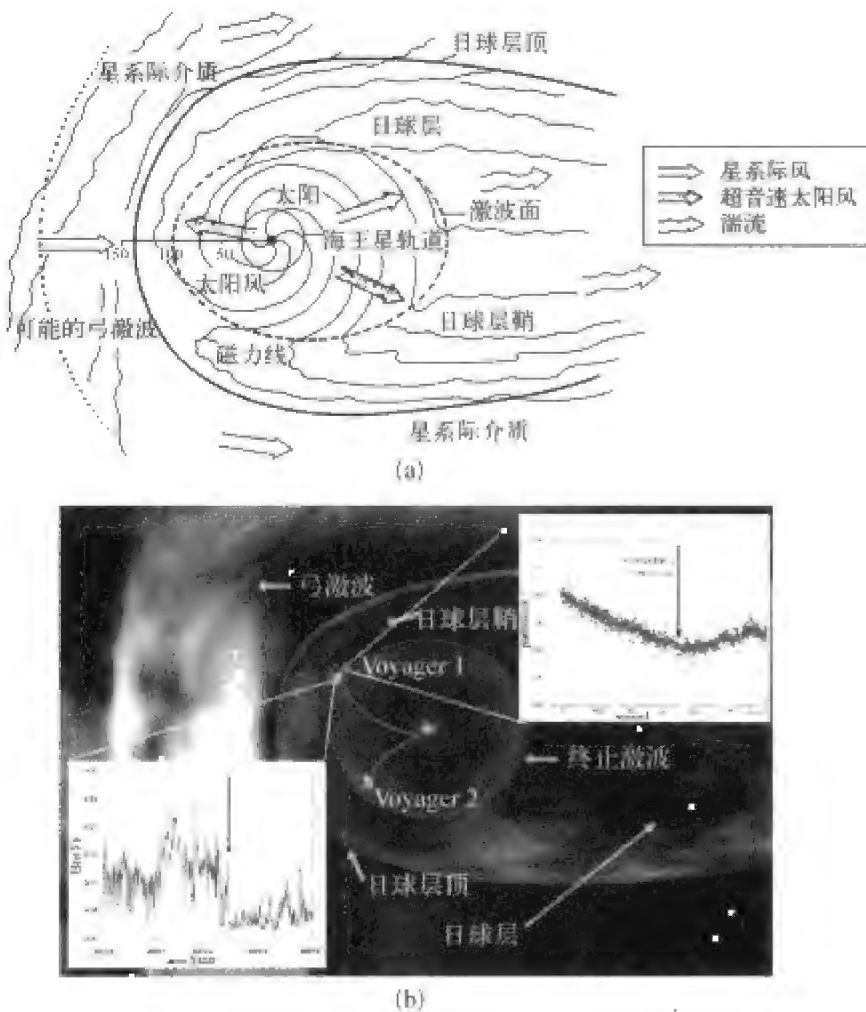


图 1.3 太阳日球层磁场

(a) 想象的日球层磁场结构和星际风示意图;(b) 2004 年 12 月 15~17 日"旅行者-1 号"航天器由内向外(图中由右向左)穿过日球层终止激波,记录到磁场的突增(左下插图竖直箭头所示)和低能宇宙线粒子的最低值(右上插图竖直箭头所示)。注意,两个插图的横轴(时间轴)是从右向左画的,以便与航天器穿过激波的方向一致。

现在,人们对空间磁场的直接观测已经扩展到太阳系边缘距日心将近 100 AU 的地方,完成这一壮举的是美国"旅行者号"航天器(Voyager-1 和 Voyager-2),如图 1.3(b)所示。旅行者-1 号航天器携带着磁场、太阳风和粒子探测器,以放射性钚为能源,自 1977 年发射以来,经过木星、土星、天王星、海王星等行星后,于 2004 年 12 月 15~17 日到达距日心 94 AU 的地方,记录到磁场由日球层内的 0.05 nT 突然增大到 0.12~0.15 nT(左下插图竖直箭头所示),同时伴有磁场的大幅度涨落。虽然由于太阳风监测器损坏而没有风速的直接探测资料,但是从磁场的突增可以推测太阳风速度必然有一个突降。与此同时,低能宇宙线粒子探测仪(>70 MeV)记录到最低的粒

子通量值(右上插图竖直箭头所示),这就是理论预言的"终止激波"(termination shock)。激波之外依次是日球鞘、日球层顶和弓激波。

磁场在宇宙形成和演化过程中起着重要的作用。根据目前流行的大爆炸宇宙理论,宇宙从最初高温致密状态向外膨胀已经历了100～200亿年的漫长过程,银河系在100亿年以前形成,太阳至少也有50亿年的历史,地球年龄超过46亿年。从各方面来说,天文宇宙已进入了它的中年期。但是,令人惊异的是,宇宙并不像简单理论所预期的那样安静:新的星体仍在形成,太阳还在沸腾,大量宇宙天体活动相当剧烈,如脉冲星、活动超新星、X射线星、γ射线源、活动星系和类星体等。在整个银河系,特别是在活动星体附近,电子、质子、氦核和重核被加速到接近光速。空间探测发现了太阳磁场的复杂结构,也发现了其他行星及其卫星的固有磁场,其中尤以近年来对木星和木卫磁场的探测引起科学家的极大兴趣。磁场在宇宙天体和宇宙空间普遍存在的事实大大加深了人们对磁场在宇宙形成和演化过程中作用的认识。正如曾经预言超音速太阳风存在的著名太阳物理学家E.N.帕克在《宇宙磁场》一书中所说的那样(Parker, 1979):

"看来,使宇宙连续不断发生扰动的根本因素是磁场……磁场就像是宇宙中的'有机体',它从星体和星系获得能量,而微弱磁场的存在会引起一小部分能量发生转移,并形成较强的磁场。这一能量转移是太阳系、银河系和宇宙不停活动的原因……磁场虽然不能改变和停止宇宙膨胀和蜕化这一总的进程,但它使星球和星系的局部演化大为复杂。"

现在一般认为,太阳和行星磁场主要起源于星体内部的磁流体发电机过程,也有一部分来自星体周围空间的电流体系,它们反映了这些天体(包括天体本身及其周围空间)的结构和动力学过程。

宇宙天体的磁场随着天体演化而逐渐变化。当恒星演化到晚期时,由于原子核聚变产生热能所需的核聚变物质消耗殆尽,热能剧减,恒星物质的引力遂使星体收缩,体积变小。如果这一过程是绝热过程,则恒星磁能保持不变,磁能密度因恒星收缩而增强。这样,演化到晚期的恒星磁场便急剧增大。例如,一个半径10 000 km的恒星收缩到100 km,磁能密度增强10^6倍,磁场强度将增加1 000倍。晚期白矮星磁场强度可以剧增到10^3～10^4 T,而脉冲星(中子星)磁场更剧增到约10^8～10^{11} T。磁场为人类认识宇宙及其演化提供了重要的信息。

天体磁场的存在和演化对生物进化和生命过程的影响也是现代生物学和现代医学非常感兴趣的研究课题。地球生命系统的形成和演化是在地磁场环境中进行的,那么,磁场无疑会成为生命过程的一个重要的制约因素。

地质历史上生物种类的急剧增加和大量灭绝可能与地磁场极性倒转有某种联系。

磁场在现代高技术发展中有着广泛的应用,继心电图和脑电图之后,心磁图和脑磁图正在成为临床诊断的新方法,各种磁疗技术和设备也在迅速发展中。高能物理研究中的加速器和对撞机,可控热核聚变中的托克马克装置和仿星器,工业中的磁流体发电机等等,都离不开强磁场这一必不可少的重要条件。所以,磁场的研究与应用在推动现代科学技术发展中起着巨大的作用。

二、磁场的一般特性

1. 磁场的电流起源

实验观测发现,磁场不仅存在于磁石和磁铁等磁性物体周围,而且也存在于通电导线和运动电荷的周围。从物理本质上讲,一切磁场都起源于运动电荷——小到分子、原子、原子核、电子,大到地球、太阳、宇宙天体。

虽然磁场的存在是由磁石吸引铁块而发现的,但是,对磁场的定量观测和深入研究却是从测量电流之间的相互作用开始的。

19 世纪初,丹麦物理学家奥斯特(Christian Oersted, 1777～1851)发现,磁铁在电流附近会受到力矩的作用而偏转。紧接着,法国物理学家安培(Andre-Marie Ampere, 1775～1836)观测到,在一个电流附近,不仅磁铁会受到力的作用,而且,其他电流也会受到力的作用,作用力的大小和方向与电流的大小、方向及其距离有关。后来,法拉第(Michael Faraday, 1791～1867)又发现了电磁感应现象。这些实验表明,电流和磁场有密切的关系。进一步的试验和研究发现,磁铁和电流周围都存在磁场。磁铁与磁铁、电流与磁铁、电流与电流之间的相互作用,正是通过它们各自的磁场相互作用来实现的。安培总结了大量观测事实,揭示了一个电流回路 L_1 在另一电流回路 L_2 附近所受作用力(称作安培力)的普遍规律——安培定律。

$$\boldsymbol{F} = \frac{\mu}{4\pi} I_1 I_2 \oint_{L_1}\oint_{L_2} \frac{\mathrm{d}\boldsymbol{l}_1 \times (\mathrm{d}\boldsymbol{l}_2 \times \boldsymbol{r})}{r^3} \tag{1.1}$$

式中,I_1,I_2 分别是电流回路 L_1 和 L_2 的电流强度,$\mathrm{d}\boldsymbol{l}_1$ 和 $\mathrm{d}\boldsymbol{l}_2$ 分别是 L_1 和 L_2 的电流元,$\boldsymbol{r}$ 是从 $\mathrm{d}\boldsymbol{l}_2$ 到 $\mathrm{d}\boldsymbol{l}_1$ 的位置矢量,μ 是实验常数,它与电流周围介质的性质有关,叫做介质磁导率。真空磁导率记作 μ_0,$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ (H/m),空气磁导率近似等于真空磁导率。

2. 介质磁导率的引入

在导出式(1.1)的时候,磁导率常数 μ 的引入是十分重要的。一般来说,当我们用实验资料建立物理定律的时候,为了把不同物理量的观测值用公式(等式)联系起来,常常需要引入这样一类实验常数,以便使等式两端的数值和量纲完全相同。这里有两种不同情况和相应的处理办法:

(1) 如果实验中所涉及的全部物理量都采用事先已经规定好的单位,则实验常数的量纲和单位由实验物理量完全确定,该常数的数值则由实验数据确定。以万有引力实验为例,如果采用国际单位制 SI(即 MKSA 制),则质量 m_1 和 m_2 的单位是 kg,二者距离 r 的单位是 m,力 F 的单位是 N。万有引力公式 $F = Gm_1m_2r^{-2}$ 中的实验常数 G(万有引力常数)是使等式成立的一个比例因子,它的单位和量纲完全由 m_1、m_2、r 和 F 的单位和量纲确定,它的数值由这些量的实测值确定,即 $G = 6.672\,0 \times 10^{-11}$ ($\mathrm{N^1\,m^2\,kg^{-2}}$)[$\mathrm{M^{-1}L^3T^{-2}}$],圆括号中的是单位,方括号中的是量纲,M、L、T 分别代表质量、长度和时间。在 cgs 制中,万有引力常数保持相同的量纲,但有不同的单位和量值,$G = 6.672\,0 \times 10^{-8}$ ($\mathrm{dyn^1\,cm^2\,g^{-2}}$)[$\mathrm{M^{-1}L^3T^{-2}}$]。

(2) 如果实验中某一物理量的单位事先尚未定义,那么,对常数的大小和量纲可以有不同的选择,从而产生不同的单位制。例如,在库仑定律 $F = kq_1q_2r^{-2}$ 的实验中,实验测量的物理量有距离 r 和力 F,它们的单位事先已经给定。如果电荷 q_1 和 q_2 的单位事先未定,则可方便地选取 $k = 1$(无量纲常数,当然也可以选择任意量纲和任意值),并规定,在 $q_1 = q_2$ 情况下,当 $r = 1\,\mathrm{cm}$ 和 $F = 1\,\mathrm{dyn}$ 时,电荷为 1 个单位,于是我们得到厘米-克-秒静电单位制(cgs)中电量的单位和量纲

$$1\ \mathrm{cgs}\ 电量单位 = 1\ \mathrm{dyn^{1/2}cm}[\mathrm{M^{1/2}L^{3/2}T^{-2}}]$$

在电磁学中常常使用不同的单位制。如果以 cgs 基本单位为基础,并取 $\mu_0 = 4\pi$(无量纲),则得到电磁单位制(emu);同样以 cgs 基本单位为基础,但取 $\mu_0 = 4\pi/c^2$ ($\mathrm{s^2/cm^2}$)(c 是真空中的光速),就得到高斯单位制;如果以 mks 基本单位为基础,取 $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ (H/m),则得到国际单位制(SI)。

应该指出的是,如果一个物理量由两个或两个以上物理定律来定义,则只能在一个定律中任意取实验常数。

国际单位制 SI 是目前科技界普遍使用的一种单位制。为了与其他学科一致,1973 年在日本京都举行的“国际地磁与高空物理学联合会”上决定,在地磁学和空间物理学中采用 SI 制。不同单位制之间的转换关系如表 1.3 所示。

表 1.3　电磁学中不同单位制之间的转换关系

（赛纳，1957；康寿万，陈雁萍，1981；Jacobs，1987；胡友秋，1994）

物理量	符号	SI 单位制（名称和量纲）	高斯单位制	转换系数
长　度	l	米 m[L]	厘米 cm	10^2
质　量	m	千克 kg[M]	克 g	10^3
时　间	t	秒 s[T]	秒 s	1
力	F	牛(顿) N	达因 dyn	10^5
能　量	W	焦(耳) J	尔格 erg	10^7
功　率	p	瓦(特) W	尔格/秒 erg/s	10^7
电　荷	q	库(仑) C	静电库仑 statcoulomb	3×10^9
电　位	V	伏(特) V	静电伏特 statvolt	$1/3\times10^{-2}$
电　流	I	安(培) A	静电安培 statampere	3×10^9
电　感	L	亨(利) H	秒²/厘米 s^2/cm	$1/9\times10^{-11}$
电　容	C	法(拉) F	厘米 cm	9×10^{11}
电　阻	R	欧(姆) Ω	秒/厘米 s/cm	9×10^{11}
电　导	Σ	西门子 S	厘米/秒 cm/s	9×10^{11}
磁感应强度	B	特(斯拉) T	高斯 G	10^4
磁通量	Φ	韦(伯) Wb	麦克斯韦 Mx	10^8
电流密度	J	安(培)/米² A/m^2	静电安培/厘米² statampere/cm²	3×10^5
电阻率	ρ	欧(姆)米 Ω·m	秒 s	$1/9\times10^{-9}$
电导率	σ	西门子/米 S/m	秒⁻¹ s^{-1}	9×10^9
电位移矢量	D	库(仑)/米² C/m^2	静电库仑/厘米² statcoulomb/cm²	$12\pi\times10^5$
电场强度	E	伏(特)/米 V/m	静电伏特/厘米 statvolt/cm	$1/3\times10^{-4}$
介电常数	ε	法(拉)/米 F/m	—	$36\pi\times10^9$
磁场强度	H	安(培)/米 A/m	奥斯特 Oe	$4\pi\times10^{-3}$
磁化强度	M	安(培)/米 A/m	奥斯特 Oe	10^{-3}
H 的磁位	Ω_H	安(培)A	吉尔伯特 Gilbert	$4\pi\times10^{-1}$
B 的磁位	Ω_B	特(斯拉)米 Tm	吉尔伯特 Gilbert	10^6
磁　矩	m	安(培)米² Am^2	奥斯特·厘米³ $Oe\cdot cm^3$	10^3
磁导率	μ	亨(利)/米 H/m	—	$1/4\pi\times10^7$

3．磁场对电流的作用

上面所说的电流之间相互作用的现象可以分成两部分来理解：(1) 在电流线圈 L_2附近存在一个磁场，(2) 这个磁场作用于电流线圈 L_1。据此，式(1.1)也相应地分成两部分：电流 L_2产生磁场的公式和该磁场对电流 L_1作用力的公式。在做这种分离时，常数 μ 既可包括在磁场公式中，也可包括在作用力公式中。于是，对磁场这一物理量可以用两种矢量来描述：当我们把常数 μ 归入前一部分(即电流 L_2产生的磁场)时，得到描述磁场的磁感应矢量 $\boldsymbol{B}$，它与产生它的电流 I_2之间的关系用毕奥-沙伐尔定律(Biot-Savart Law)描述

$$\boldsymbol{B} = \frac{\mu}{4\pi} I_2 \oint_{L_2} \frac{\mathrm{d}\boldsymbol{l}_2 \times \boldsymbol{r}}{r^3} \tag{1.2}$$

而这个磁场对另一电流 I_1的作用力公式可以写成下面的形式

$$\boldsymbol{F} = I_1 \oint_{L_1} \mathrm{d}\boldsymbol{l}_1 \times \boldsymbol{B} \tag{1.3}$$

我们也可以把常数 μ 归入后一部分(即电流 I_1受到磁场的作用力)，这样就得到描述磁场的磁场强度矢量 $\boldsymbol{H}$ 以及相应的作用力公式

$$\boldsymbol{H} = \frac{1}{4\pi} I_2 \oint_{L_2} \frac{\mathrm{d}\boldsymbol{l}_2 \times \boldsymbol{r}}{r^3} \tag{1.4}$$

$$\boldsymbol{F} = \mu I_1 \oint_{L_1} \mathrm{d}\boldsymbol{l}_1 \times \boldsymbol{H} \tag{1.5}$$

显而易见，$\boldsymbol{B}$ 和 $\boldsymbol{H}$ 有下面的关系

$$\boldsymbol{B} = \mu \boldsymbol{H} \tag{1.6}$$

由此可以看出 $\boldsymbol{B}$ 与 $\boldsymbol{H}$ 的差别：$\boldsymbol{H}$ 只与产生磁场的源电流大小、方向和位置有关，而 $\boldsymbol{B}$ 不仅与源电流有关，而且与源电流周围的介质有关，表征介质影响的参数就是磁导率 μ。

4．运动电荷的磁场

导体中的电流可以看成是许多带电粒子定向流动的宏观表现。所以，我们也可以从运动电荷产生磁场的观点出发，来理解上述观测事实并得到相应的表达式。

一个速度为 $\boldsymbol{v}(v \ll c)$，电荷为 q 的带电粒子在空间 P 点所产生的磁感应强度为

$$\delta \boldsymbol{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q \boldsymbol{v} \times \boldsymbol{r}}{r^3} \tag{1.7}$$

如果有 N 个同样的电荷，忽略电荷之间的距离，磁场可以表达为

$$\delta \boldsymbol{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{N q \boldsymbol{v} \times \boldsymbol{r}}{r^3} \tag{1.8}$$

假定导线中只有一种带电粒子，其电荷为 q，线密度为 n，平均速度为 $\boldsymbol{v}$，那么长度为 $\mathrm{d}l$ 的一段导线中有 $n\,\mathrm{d}l$ 个带电粒子，它们产生的磁场为

$$\delta \boldsymbol{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{(n\,\mathrm{d}l) q \boldsymbol{v} \times \boldsymbol{r}}{r^3} \tag{1.9}$$

该导线的电流强度 I 可以定义为

$$I = nqv \tag{1.10}$$

于是我们就得到了强度为 I 的载流导线 L 的磁感应强度

$$\boldsymbol{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_L \frac{I\,\mathrm{d}\boldsymbol{l} \times \boldsymbol{r}}{r^3} \tag{1.11}$$

这就是式(1.2)在真空或没有磁性介质情况下的表达式。

5. 介质的磁化

如果磁场中存在磁性介质，则介质会被磁化，磁化介质产生的磁场叠加在原磁场之上，改变了原来磁场的分布，因此，必须对磁场公式加以修正，才能合理地描述磁性介质中的磁场。研究表明，如果磁性介质是均匀的、线性的和各向同性的，只需将式(1.11)中的真空磁导率 μ_0用介质磁导率 μ 代替即可，这就是式(1.2)。

用磁场与电流之间的相互作用很容易理解磁性介质在外加磁场中的行为。如上所述，带电粒子定向运动形成宏观电流，电流在其周围产生磁场。同理，物质分子内部的微观电流也会产生磁场。在组成物质的原子中，电子绕原子核运动相当于一种环形电流，它按照式(1.7)或式(1.11)的规律产生磁场。电子和原子核的自旋也会产生磁场。如果原子内部的这些电流存在某个优势方向，它们的磁场也会有优势方向，该物体就会显示出宏观磁性。我们所看到的磁铁周围的磁场，就是这种原子电流磁场的宏观表现。反之，如果原子电流杂乱无章地分布，没有任何优势方向，那么不同原子电流的磁场就会互相抵消，该物体不会表现出任何宏观磁性，这就是没有外加磁场时磁性介质的一般情况。

当我们把磁性介质放入磁场空间时，介质中的原子电流将会受到外加磁场的作用而发生偏转，于是原子磁矩多多少少偏向磁场方向，我们说介质被磁化了，并用磁化强度 $\boldsymbol{M}$ 这个物理量来表示介质被磁化的强弱程度。此

时，总磁场等于原来的磁场 $\boldsymbol{B}_0$ 和介质磁化所产生的磁场 $\boldsymbol{B}_1$ 的矢量和

$$\boldsymbol{B} = \boldsymbol{B}_0 + \boldsymbol{B}_1 \tag{1.12}$$

实验表明，磁性介质在磁场中获得的磁化强度 $\boldsymbol{M}$ 正比于外加的磁场强度 $\boldsymbol{H}$

$$\boldsymbol{M} = \kappa \boldsymbol{H} \tag{1.13}$$

比例系数 κ 叫做介质的磁化率。

现在，我们来重新认识式(1.1)分解为式(1.2)+(1.3)，或分解为式(1.4)+(1.5)的含意。在前一种情况下，用磁感应强度 $\boldsymbol{B}$ 描述磁场，介质磁化效应在磁场公式(1.2)中予以考虑

$$\boldsymbol{B} = \mu_0(\boldsymbol{H} + \boldsymbol{M}) \tag{1.14}$$

而作用力公式(1.3)不变。在后一种情况下，用磁场强度 $\boldsymbol{H}$ 描述磁场，因为 $\boldsymbol{H}$ 与介质无关，所以磁场公式(1.4)不变；而介质磁化的影响表现在作用力公式(1.5)中，

$$\boldsymbol{F} = \mu_0 I_1 \oint_{L_1} \mathrm{d}\boldsymbol{l}_1 \times (\boldsymbol{H} + \boldsymbol{M}) \tag{1.15}$$

于是，我们得到如下的关系

$$\boldsymbol{B} = \mu_0(\boldsymbol{H} + \kappa\boldsymbol{H}) = \mu_0(1 + \kappa)\boldsymbol{H} = \mu\boldsymbol{H} \tag{1.16}$$

式中

$$\mu = (1 + \kappa)\mu_0 = \mu_0\mu_r \tag{1.17}$$

μ_r 叫做介质的相对磁导率。

测定磁场的方法很多，除了可以用小电流线圈或小磁针检验磁场外，我们也可以通过检测运动电荷的受力情况来确定磁场的方向和大小。一个以速度 $\boldsymbol{v}$ 运动的电荷 q 所受的磁场力（洛仑兹力）可用下式表示

$$\boldsymbol{F} = q\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B} \tag{1.18}$$

速度、电荷和力都是可以观测的量，于是，磁场的大小和方向也就可以测定了。

三、电磁场的普遍规律——麦克斯韦方程

1. 麦克斯韦方程的微分形式和积分形式

麦克斯韦(James Clerk Maxwell，1831～1879)总结了奥斯特、安培、法拉第等人关于电场、磁场、电流、电荷的实验结果，并引入了“位移电流”概

念，得到了描述电磁场时空规律的普遍方程——麦克斯韦方程组，它的微分形式是

$$\begin{cases}\nabla\cdot\boldsymbol{D}=\rho_f\\ \nabla\times\boldsymbol{E}=-\dfrac{\partial\boldsymbol{B}}{\partial t}\\ \nabla\cdot\boldsymbol{B}=0\\ \nabla\times\boldsymbol{H}=\boldsymbol{j}_f+\dfrac{\partial\boldsymbol{D}}{\partial t}\end{cases}\tag{1.19}$$

式中 $\boldsymbol{E}$ 是电场强度，$\boldsymbol{D}$ 是电位移矢量，$\boldsymbol{H}$ 是磁场强度，$\boldsymbol{B}$ 是磁感应矢量，ρ_f 是自由电荷体密度，$\boldsymbol{j}_f$ 为传导电流体密度，$\partial\boldsymbol{D}/\partial t$ 是位移电流密度。方程组的第一个方程是描述电荷产生电场的泊松方程，第二个方程是描述磁场变化产生涡旋电场的法拉第定律，第三个方程表示没有单磁荷存在的事实，第四个方程是描述电流（包括位移电流）产生磁场的安培定律。

麦克斯韦方程组也可以写成积分形式

$$\begin{cases}\oiint\boldsymbol{D}\cdot\mathrm{d}\boldsymbol{S}=\iiint\rho_f\mathrm{d}V\\ \oint\boldsymbol{E}\cdot\mathrm{d}\boldsymbol{l}=-\iint\dfrac{\partial\boldsymbol{B}}{\partial t}\cdot\mathrm{d}\boldsymbol{S}\\ \oiint\boldsymbol{B}\cdot\mathrm{d}\boldsymbol{S}=0\\ \oint\boldsymbol{H}\cdot\mathrm{d}\boldsymbol{l}=\iint\left(\boldsymbol{j}_f+\dfrac{\partial\boldsymbol{D}}{\partial t}\right)\cdot\mathrm{d}\boldsymbol{S}\end{cases}\tag{1.20}$$

2．介质分界面上的电磁场

在两种介质的分界面上，电磁场须满足以下条件

$$\begin{cases}\boldsymbol{n}\cdot(\boldsymbol{D}_2-\boldsymbol{D}_1)=\sigma_f\\ \boldsymbol{n}\times(\boldsymbol{E}_2-\boldsymbol{E}_1)=0\\ \boldsymbol{n}\cdot(\boldsymbol{B}_2-\boldsymbol{B}_1)=0\\ \boldsymbol{n}\times(\boldsymbol{H}_2-\boldsymbol{H}_1)=\boldsymbol{\alpha}_f\end{cases}\tag{1.21}$$

式中 σ_f 为分界面上自由电荷面密度，$\boldsymbol{\alpha}_f$ 是分界面上传导电流面密度，$\boldsymbol{n}$ 是介质 1 与介质 2 分界面的单位法向矢量，方向从介质 1 指向介质 2。

3．电磁场本构方程和欧姆定律

除了上述方程和边界条件外，还有联系电场强度与电位移矢量以及联系磁场强度与磁感应强度的本构关系，此外，还有描述电场与电流关系的欧

姆定律

$$\begin{cases} \boldsymbol{D} = \varepsilon \boldsymbol{E} \\ \boldsymbol{B} = \mu \boldsymbol{H} \\ \boldsymbol{j}_f = \sigma \boldsymbol{E} \end{cases} \tag{1.22}$$

式中，ε 是介电常数，μ 是磁导率，σ 是电导率。

方程组(1.19)(或与之等效的(1.20))和(1.22)可以描述广泛的电磁现象，它们是电动力学的基本方程。不过，有一点需要说明，方程组包括的未知数有 5 个矢量($\boldsymbol{D}$、$\boldsymbol{E}$、$\boldsymbol{B}$、$\boldsymbol{H}$ 和 $\boldsymbol{j}_f$)和 1 个标量(ρ_f)，如果把一个矢量分解为 3 个独立标量分量，则共计 16 个标量未知数；而方程组包括 5 个矢量方程和 2 个标量方程，共计 17 个标量方程，似乎比未知数多 1 个。事实上，对(1.19)第二式求散度，可以得到

$$\nabla \cdot (\nabla \times \boldsymbol{E}) = -\frac{\partial(\nabla \cdot \boldsymbol{B})}{\partial t} = 0$$

只要给定初始条件 $\nabla \cdot \boldsymbol{B} = 0$，则这一方程总可以满足。

四、磁场的位

一般来说，直接求解麦克斯韦矢量方程组是非常困难的，因此，在电磁学中常常引入磁场的标量位函数或矢量位函数以使复杂的问题简单化。

在没有电流存在的情况下，引入标量位函数使上述矢量方程组变成为标量方程组；在有电流存在的情况下，引入矢量位函数可以由电流直接计算磁位，进而求出磁场和电场。当然，在引入这样的位函数时要求它们包含原来矢量电磁场的全部信息。

1. 磁场的标量位

在既无自由电流，又可忽略位移电流的情况下，由(1.19)第 4 式可知，磁场强度 $\boldsymbol{H}$ 和磁感应 $\boldsymbol{B}$ 是无旋场，可以表示成标量位函数的负梯度

$$\boldsymbol{H} = -\nabla \Omega_H \tag{1.23}$$

$$\boldsymbol{B} = -\nabla \Omega_B \tag{1.24}$$

由(1.19)第 3 式可知，标量磁位应满足拉普拉斯方程

$$\nabla^2 \Omega_H = 0 \tag{1.25}$$

$$\nabla^2 \Omega_B = 0 \tag{1.26}$$

同样，根据(1.19)第 2 式，当 $\partial \boldsymbol{B}/\partial t = 0$ 时，可以定义静电位 V，电场 $\boldsymbol{E} = -\nabla V$。

应该注意，只有在无电流的单连通域中，标量位才是单值的，否则，它可能是多值的。例如，在环形曲面体这一多连通域的情况下，即使环体内无电流，但是在环体外如有沿环体对称轴的电流，则磁位也不是单值的。

为了描述地磁场的全球分布，地磁学中习惯采用球坐标系，坐标系原点选在地球中心，地球自转轴为极轴，地理余纬为极角，地理经度为周向角，分别用 r,θ,λ 表示球坐标系的原点距、极角和周向角，地磁场的三个分量记作 B_r, B_θ, B_λ。于是，式(1.24)和(1.26)有如下形式(略去磁位下标 B，在以后的章节中，如无特别说明，我们只讨论磁感应强度，磁场强度 $\boldsymbol{H}$ 有类似的表达式)

$$\begin{aligned}\boldsymbol{B} &= \hat{\boldsymbol{r}}B_r + \hat{\boldsymbol{\theta}}B_\theta + \hat{\boldsymbol{\lambda}}B_\lambda \\ &= -\left(\hat{\boldsymbol{r}}\frac{\partial \Omega}{\partial r} + \hat{\boldsymbol{\theta}}\frac{1}{r}\frac{\partial \Omega}{\partial \theta} + \hat{\boldsymbol{\lambda}}\frac{1}{r\sin\theta}\frac{\partial \Omega}{\partial \lambda}\right)\end{aligned} \tag{1.27}$$

$$\nabla^2 \Omega = \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial \Omega}{\partial r}\right) + \frac{1}{r^2\sin\theta}\frac{\partial}{\partial \theta}\left(\sin\theta\frac{\partial \Omega}{\partial \theta}\right) + \frac{1}{r^2\sin^2\theta}\frac{\partial^2 \Omega}{\partial \lambda^2} = 0 \tag{1.28}$$

在地磁学中，用磁位表示磁场是非常简便和直观的。地磁场近似于一个偶极子磁场，该偶极子位于地心(球坐标系原点)，偶极磁矩 M 与球坐标系极轴(地球自转轴)方向近似相反。它的标量位和磁场可以写成

$$\Omega = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{\boldsymbol{M}\cdot\hat{\boldsymbol{r}}}{r^3} = -\frac{\mu_0}{4\pi}\frac{M\cos\theta}{r^2}$$

$$\begin{aligned}\boldsymbol{B} &= -\nabla \Omega = -\frac{\mu_0 M}{4\pi r^3}(\hat{\boldsymbol{r}}2\cos\theta + \hat{\boldsymbol{\theta}}\sin\theta) \\ &= -H_{\mathrm{eq}}(\hat{\boldsymbol{r}}2\cos\theta + \hat{\boldsymbol{\theta}}\sin\theta)\end{aligned} \tag{1.29}$$

式中 $H_{\mathrm{eq}} = \mu_0 M/(4\pi r^3)$ 是赤道地面的地磁场水平分量值。

2. 磁场的矢量位

在有电流的情况下，定义如下的矢量位往往是非常有用的

$$\begin{aligned}\boldsymbol{B} &= \nabla \times \boldsymbol{A} \\ \nabla \cdot \boldsymbol{A} &= 0\end{aligned} \tag{1.30}$$

在真空中，(1.30)的第一式可以写成

$$\nabla^2 \boldsymbol{A} = -\mu_0 \boldsymbol{J} \tag{1.31}$$

即磁场矢量位满足矢量泊松方程,表明电流是磁场的源。这个方程与无电流源时标量位的拉普拉斯方程(1.25)和(1.26)形成很好的对照。

我们知道,标量泊松方程 $\nabla^2\Omega = -Q$ 的解可以直接写出如下

$$\Omega = \frac{1}{4\pi}\int\frac{Q}{r}\mathrm{d}\,V \tag{1.32}$$

将上式用于磁场矢量位的每一个分量,就可以得到矢量泊松方程的解

$$\boldsymbol{A} = \frac{\mu_0}{4\pi}\int\frac{\boldsymbol{J}}{r}\mathrm{d}\,\boldsymbol{V} \tag{1.33}$$

如果电流已知,由上式可以求出磁场位 $\boldsymbol{A}$,进而得到磁场 $\boldsymbol{B}$。

第二节 地磁场的基本特性

地球具有各种各样的物理场,如重力场、温度场、电场、磁场等等,地磁场是重要的地球物理场之一,它有复杂的空间结构和时间演化。认识地磁场的时空特征,探索地磁场的起源,研究地磁现象与其他自然现象的关系,应用地磁学成果为人类社会服务就是地磁学的任务。由于地磁场的典型性和可观测性,所以地磁场的研究也为行星、太阳和其他宇宙天体磁场的研究提供了钥匙。

一、地磁场的组成

1. 地磁场要素

地磁场是一个矢量场,它是空间位置和时间的函数。为了描述地磁场的空间分布特点,习惯上采用如图 1.4 所示的观测点直角坐标系,即以观测点为坐标系原点,分别取地理北向,地理东向和垂直向下为 x,y,z 轴的正向。在这个坐标系中,地磁场的三个分量分别称为北向分量,东向分量和垂直分量,并记作 X,Y,Z。在地磁场测量和研究中还常常用到其他四个要素:即水平强度、磁偏角、磁倾角和总强度。水平强度是地磁场的水平分量,记作 H;磁偏角是地磁场水平分量 H 与地理北向的夹角,用 D 表示,地磁场东偏为正;磁倾角是地磁场总矢量与水平面的夹角,记作 I,磁场下倾

为正。地磁场的七个要素中只有三个(但不是任意三个)是独立的,其余要素可由这三个独立要素求出,它们之间有如下关系

$$
\begin{cases}
H = \sqrt{X^2 + Y^2} \\
\tan D = \dfrac{Y}{X} \\
\sin D = \dfrac{Y}{H} \\
\tan I = \dfrac{Z}{H} \\
\sin I = \dfrac{Z}{F}
\end{cases}
\tag{1.34}
$$

$$F = \sqrt{H^2 + Z^2} = \sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2}$$

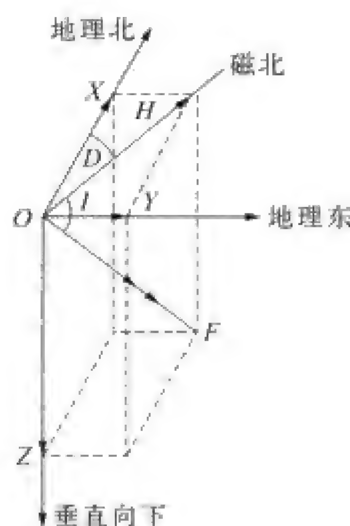


图 1.4 地磁场观测点坐标系及地磁场七要素

坐标系的 x、y、z 轴分别指向地理北、地理东和垂直向下。

上节所说的球坐标系中地磁分量 B_r、B_θ、B_λ 与观测点直角坐标系的地磁分量之间有如下关系

$$
\begin{cases}
B_r = -Z \\
B_\theta = -X \\
B_\lambda = Y
\end{cases}
\tag{1.35}
$$

关于如何选择三个独立的地磁要素,需视具体情况而定。世界大多数地磁台的磁照图记录(现在正在被数字化记录所代替)习惯使用 *HDZ* 三要素组合,地磁场绝对观测则多用 *HDI* 或 *FDI* 分量组合。理论研究和国际参考地磁场模型喜欢使用 $B_rB_\theta B_\lambda$ 或 *XYZ* 分量组合。在高纬度地区,地磁北与地理北偏离很大,所以多采用 *XYZ* 分量组合。*XYZ* 分量组合正在成为大多数现代化数字地磁台所欢迎的系统(Parkenson,1983)。

地磁场很弱,最大地表磁场强度约为 6×10^{-5} T,而一个 2 cm 长的标定磁针的磁场强度就可达到 0.1 T。因此,地磁学中习惯使用一个更小的单位—— 纳特(nT),过去也称做伽玛(γ)

$$1\gamma = 1\,\text{nT} = 10^{-9}\ \text{T} = 10^{-5}\ \text{G} \tag{1.36}$$

地磁场虽然很弱,但是地磁现象涉及的磁场强度范围却很大,可以超过 7 个数量级:主磁场的强度是 10^5 nT 量级,强的局部磁异常可达10^6 nT,地磁场平静太阳日变化 S_q 的幅度约为 10^2 nT,扰动变化有时可达 10^3 nT,地磁脉动 *Pc* 和 *Pi* 的强度一般约为 $10^{-2}\sim10^1$ nT。

2. 地磁场的组分

我们知道,磁性物质和电流都可以产生磁场。地球磁场就是由地球内

部的磁性岩石以及分布在地球内部和外部的电流所产生的各种磁场成分叠加而成的。由于磁场起源不同，各种磁场成分的空间分布和时间变化规律也大不相同。因此，有必要对地磁场的组成进行分类研究。

按照场源位置划分，地磁场可以分为内源场和外源场两大部分。内源场起源于地表以下的磁性物质和电流，它可以进一步分为地核场、地壳场和感应场三部分。地核场又称做主磁场，现在普遍认为它是由地核磁流体发电机过程产生的。地壳场又叫岩石圈磁场或局部异常磁场，是由地壳和上地幔磁性岩石产生的。主磁场和局部异常场变化缓慢，有时又合称为稳定磁场。感应场是外部变化磁场在地球内部生成的感应电流的磁场，感应场与外源变化场一样，具有较快的时间变化。

外源场起源于地表以上的空间电流体系，它们主要分布在电离层和磁层中，行星际空间的电流对变化磁场的直接贡献很小。由于这些电流体系随时间变化较快，所以外源磁场通常又叫做变化磁场或瞬变磁场。根据电流体系及其磁场的时间变化特点，一般可以把变化磁场分为平静变化磁场和扰动磁场。

从全球平均来看，地核主磁场部分占总磁场的95%以上，地壳磁场约占4%，外源变化磁场及其感应磁场只占总磁场的1%。表1.4列出地球磁场主要成分的基本特点。

二、地磁场的时空特征

1. 地磁场的空间分布

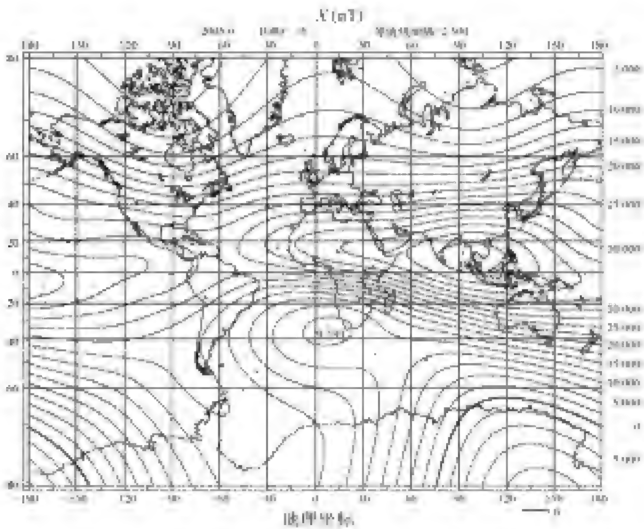
地磁场的空间分布规律可以用不同的方式来表达。

数据表格是最简单而最直接的地磁场表述方式。数据表包括地磁场的原始数据和导出数据，主要有地磁要素的数值、测量时间及测点坐标（地理经纬度和高程，有时也包括地磁坐标），数据表也常常列出磁场要素的通化值（即把不同时间的测值归算到某一统一的时刻）和其他非直接测量要素。

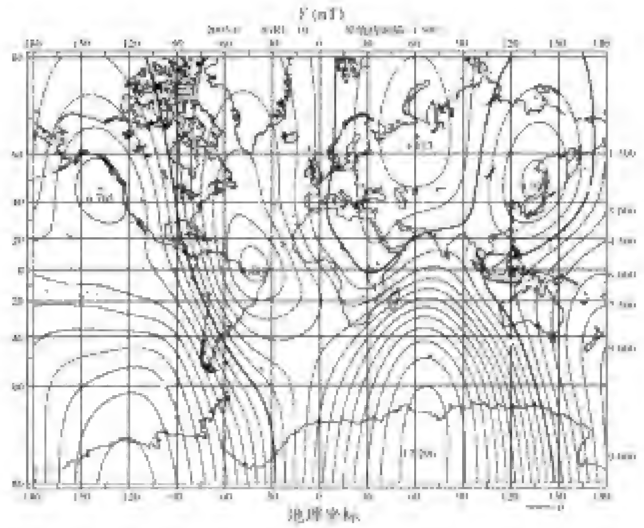
等磁图是地磁要素的等值线图，可以清晰、简便而直观地表示地磁场的空间分布。所谓等值线，就是在地图上把某一个地磁要素数值相等的各点连接起来构成的一组曲线。这种方法既可用于全球，也可用于局部地区。全球地磁场要素的等值线图如图1.5所示，区域等值线图如图1.6所示（Xu et al.，2003）。图1.7是总磁场减去偶极磁场后的非偶极磁场的三分量综合图（垂直强度等值线图＋水平强度矢量图）（杨诺夫斯基，1982）。二维空间的等磁图在三维空间的自然扩展就是等磁面图。

表 1.4 地磁场主要组分的基本特点

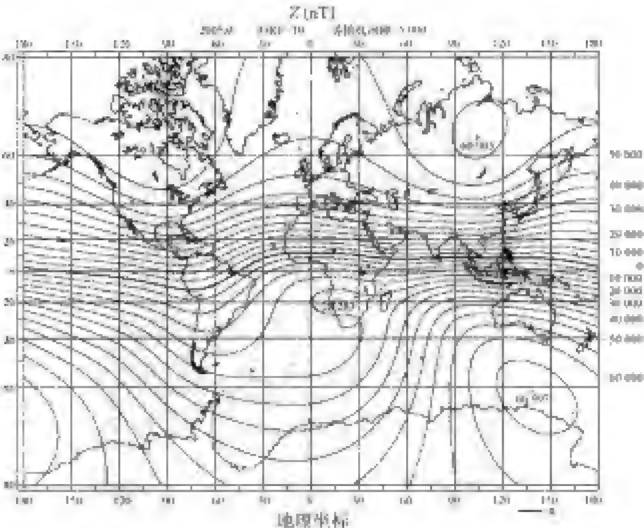
		磁场组分	场源位置	地表最大强度	形态特征	时间变化特征	测量	主要应用
内源场	1	地核主磁场	地球外核	~60 000 nT	偶极子场为主	百年~千年尺度的长期变化和百万年尺度的倒转	全球测量（地面测量、航测、海测、卫星测量）	直接或间接控制其他磁场成分，用于导航等
	2	地壳磁场	居里面以上的地壳和上地幔	~100 000 nT 但地表大部分地区<1 000 nT	空间分布极不规则，波长可<1 m	基本稳定不变	局部测量（地面或航测）	用于地球物理勘探、海底扩张速率估计
	3	感应磁场	地壳、上地幔和海洋	约为外源变化场的 1/2	一般为全球场，但许多地方不规则	与外源场同	永久性台站或临时台磁力仪	确定地壳和地幔的电性
外源场	4	平静变化（包括太阳静日变化 S_q 和太阴日变化 L）	主要在电离层	S_q：30~200 nT L：1~10 nT	全球场，白天变化显著	周期变化 S_q：24 h 及其谐波 L：24 h 50 m 及其谐波	永久性台站磁力仪	电离层潮汐风、电导率、电场和发电机过程
	5	扰动变化 1：磁暴	磁层和电离层	50~1 000 nT	全球水平分量同时减小	分为初相、主相和恢复相，持续一天到几天	永久性台站或临时台磁力仪	监测太阳活动、磁层活动、太阳风-磁层耦合，空间天气预报
	6	扰动变化 2：亚暴	电离层和磁层	100~2 000 nT	集中在高纬度，极光带最强	不规则变化，分增长相、膨胀相和恢复相，持续三十分钟到几小时。	永久性或临时台站磁力仪	监测太阳活动、磁层活动、太阳风-磁层-电离层耦合，空间天气预报
	7	扰动变化 3：脉动	磁层和电离层	1~100 nT（Pg）	准全球场，极光带附近最强	1~300 秒，准周期	快速磁力仪	监测磁层过程、太阳风-磁层耦合



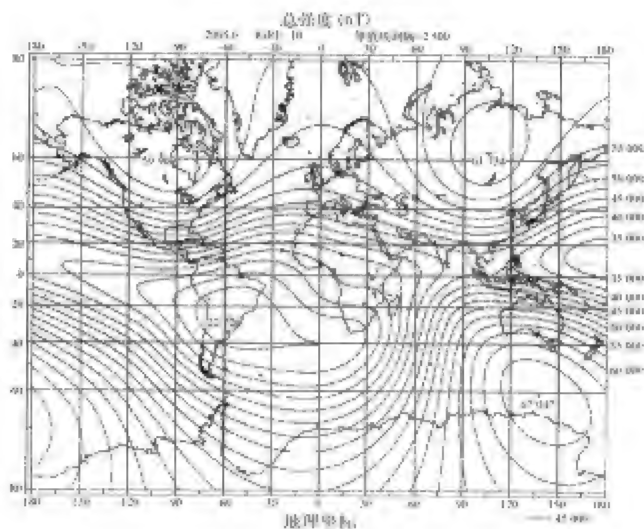
(a)

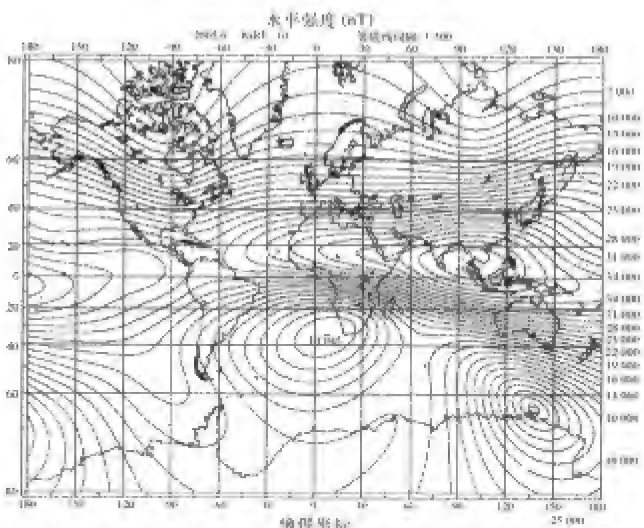


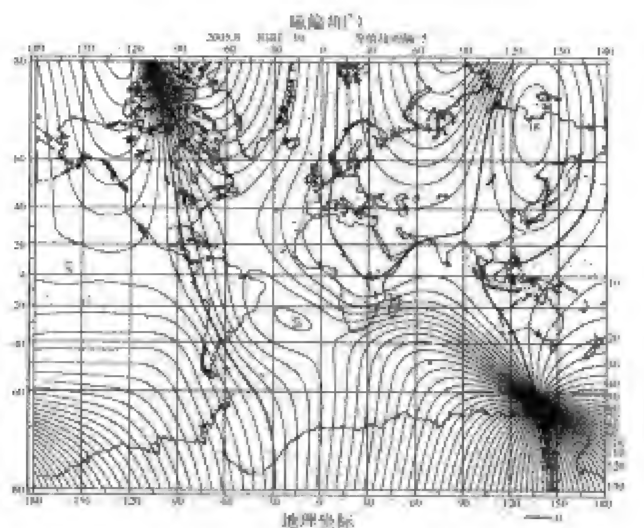
(b)

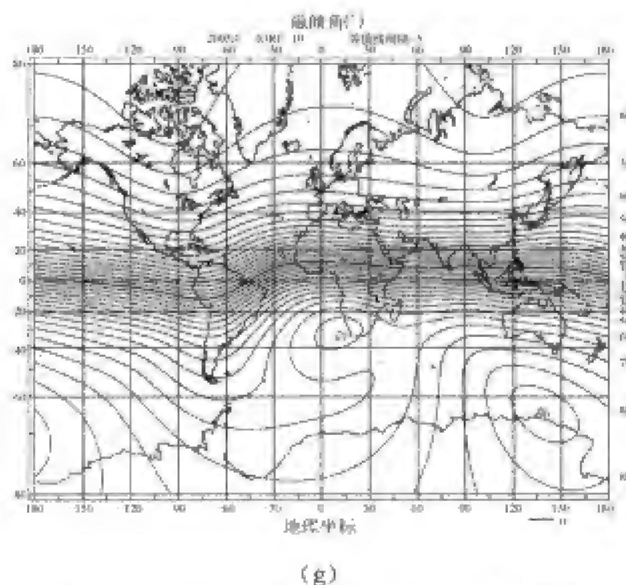


(c)


(d)


(e)


(f)



(g)

图 1.5 2005 年代全球地磁场七要素等值线图(根据国际参考地磁场模型 IGRF-2005计算,麦卡托投影)

(a) X(等值线间隔 2 500 nT);(b) Y(1 500 nT);(c) Z(5 000 nT);(d) F(2 500 nT);(e) H(1 500 nT);(f) D(5°);(g) I(5°)。

从这些等值线图我们可以清楚地看到地磁场空间分布的一些主要特点:

(1) 偶极子磁场成分占绝对优势。

这一特点可以从图 1.5(f)、(g)、(d)的偏角、倾角和总强度的分布看出。除了高纬度地区外,磁偏角一般都很小,这说明地磁场方向大致沿南北方向。磁倾角在赤道附近为零,随纬度升高而增大,在北极和南极附近分别达到 90°和 - 90°。总强度在赤道附近达到极小值,随纬度升高其量值逐渐增大。这些特点与地心磁偶极子的磁场非常相似(见式(1.29))。

(2) 磁轴与地理轴有一个不大的夹角。

在图 1.5(f)偏角图中,等偏线在两极附近汇聚,指示出磁极的位置;汇聚点偏离地理极 11°左右,表明磁极与地理极不重合。在图 1.5(g)倾角图中也可以看出,零倾角线指示的磁赤道与地理赤道也不重合,这表明磁偶极子轴与自转轴不重合,二者夹角约为 11°。

(3) 除偶极磁场外,全球还有几块大尺度磁异常区。

从总磁场减去偶极磁场得到非偶极磁场成分如图 1.7 所示,它反映了真实地磁场与偶极子磁场的差别。从图 1.7 可以看出,地磁场的非偶极子部分由几块大尺度磁异常区组成,主要的正磁异常区位于南大西洋、欧亚大

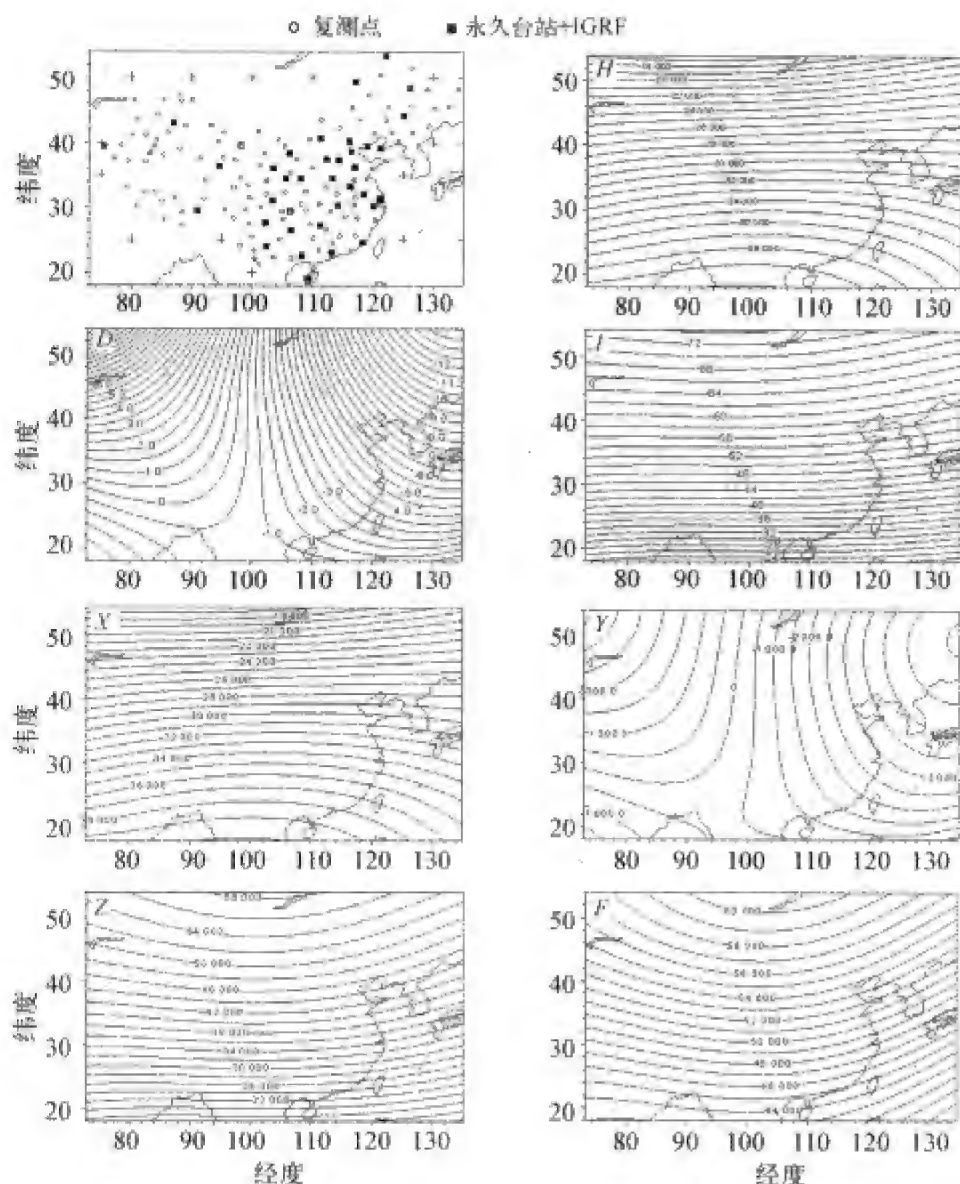


图 1.6 2000 年代中国地磁场模型 CHINAGRF 的等值线图

左上图画出建立模型时使用的永久地磁台(·)、地磁复测点(○)和国际参考地磁场计算点(+)的位置。其余七图是七个地磁要素的等值线图：*H*(等值线间隔 1 000 nT)、*D*(0.5°)、*I*(2°)、*X*(1 000 nT)、*Y*(500 nT)、*Z*(2 000 nT)和 *F*(1 000 nT)。

陆和北美等地区，主要的负磁异常区有大洋洲、北非等地区。注意，这里所说的磁异常正负是指异常区非偶极场 Z 分量的正负方向。有时也用总磁场 Z 分量相对于偶极场 Z 分量大小的偏差来定义磁异常的正负，此时南大西洋异常区为负异常，而大洋洲异常区为正异常。

(4) 地磁场有许多区域性的小尺度异常，这可以从图 1.6 与图 1.5 的差异看出。

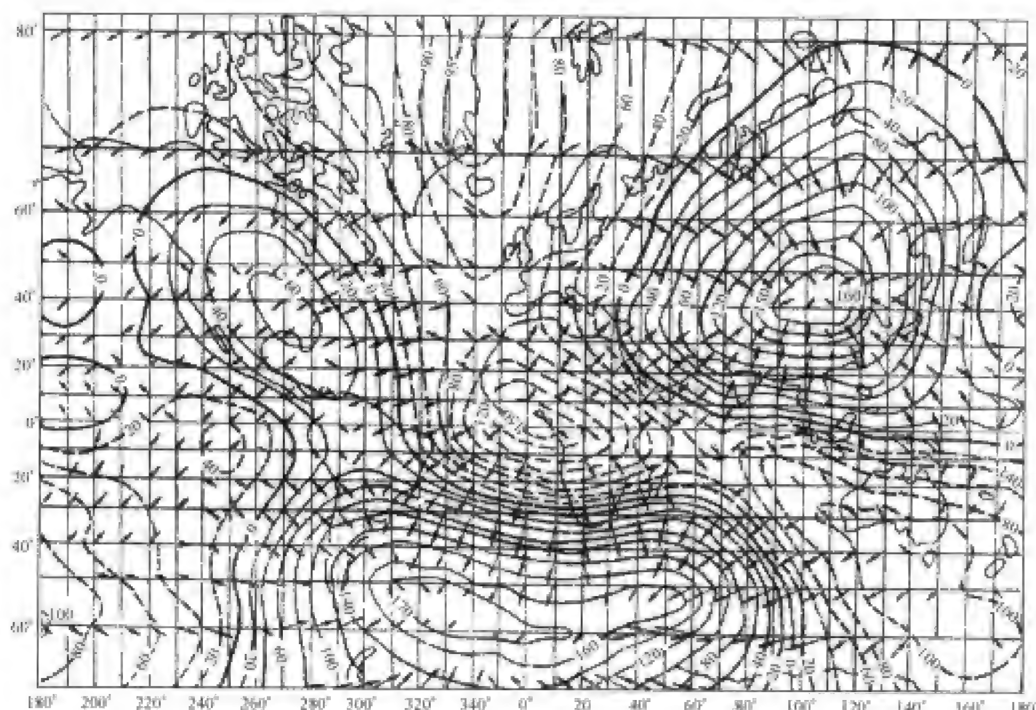


图 1.7 1942 年非偶极磁场三分量综合图

垂直强度等值线图＋水平强度矢量图，垂直强度等值线的间隔是 20 nT。

2. 地磁场的时间变化

地球主磁场、地壳磁场和变化磁场各有不同的时间变化特点，它们覆盖了很宽的谱带。有几万年到几百万年甚至更长时期的主磁场极性倒转，有10年到10 000年的长期变化，有1年的季节变化，有27日太阳自转周变化，有数日的磁暴变化，有1日的日变化，有几十分钟到数小时的地磁亚暴变化，还有周期更短的地磁脉动。

时间尺度最大的地磁场变化是磁极移动和极性倒转，用古地磁方法测定不同地质时期形成的岩石磁性，揭示出地磁极曾多次发生过倒转。

主磁场的强度和方向随时间的缓慢变化叫做长期变化（secular variation）。这种变化最早是从地磁台长期的连续观测和记录中发现的。图 1.8(a)是伦敦、波士顿和巴尔的摩地磁偏角和倾角的长期变化曲线，图1.8(b)是上海佘山地磁台磁场要素的长期变化。在大约 400 年当中，伦敦的变化描绘出一个圆圈的四分之三，暗示了长期变化有 500～600 年的周期。但是，波士顿和巴尔的摩的变化却是另外一种样子，看不出明显的周期性。由此可见，地磁场长期变化非常复杂，有极大的地区差异。这种复杂性和差异可以用地磁要素长期变化率的等值线图（等变图）来描述，如图 1.9 所示。

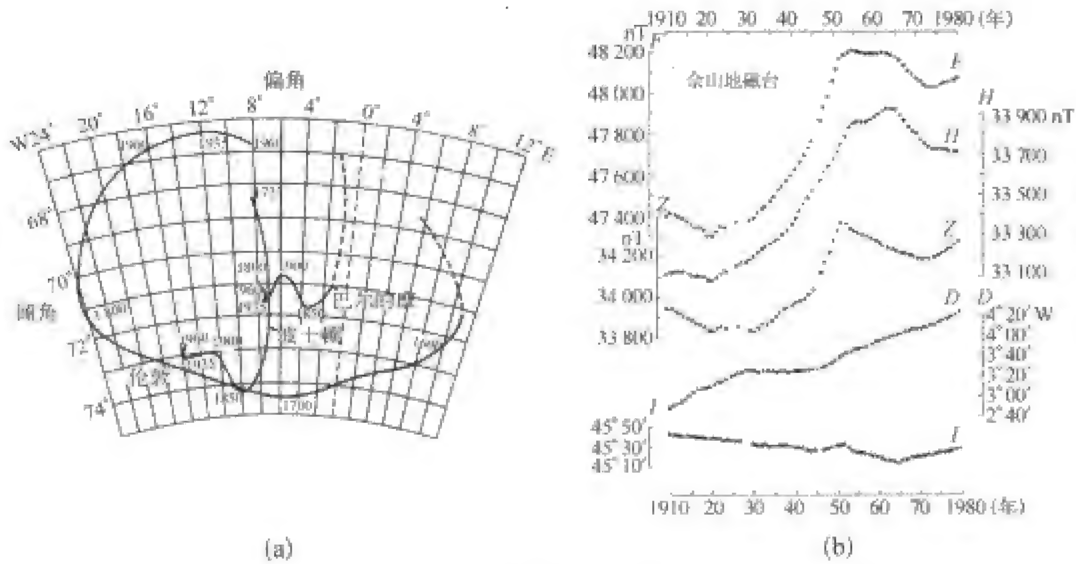


图 1.8　主磁场的长期变化

(a) 伦敦、波士顿和巴尔的摩地磁偏角和倾角的长期变化；(b) 佘山地磁台 1910～1980 年地磁场各要素的年均值的变化。

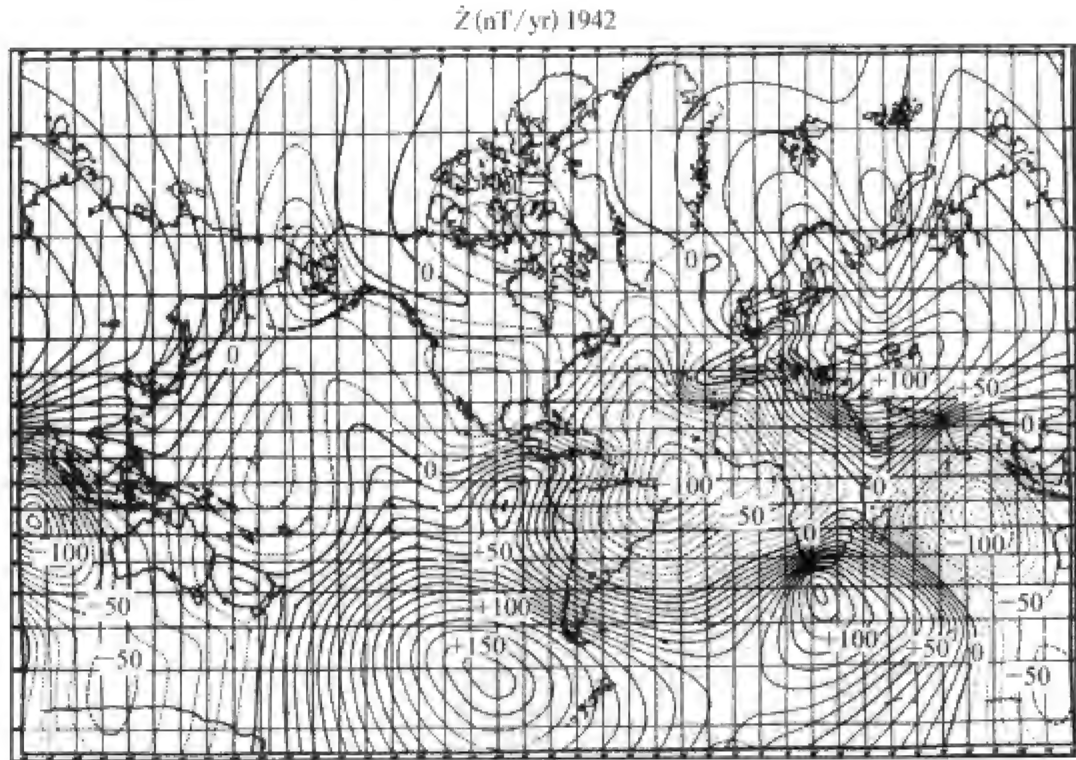


图 1.9　全球地磁场 Z 分量等变线图(1942 年)

图中实线和虚线分别表示磁场增大和减小，等值线间隔为 10 nT/yr。最大的增强变化(>+160 nT/yr)发生在南太平洋，最大的减弱变化(<−130 nT/yr)发生在印度洋。

主磁场长期变化的主要特征是整体向西漂移，全球平均西漂速度约为每年0.2°。关于地磁场西向漂移和极性倒转，我们在下一章还要详细讨论。

地壳磁异常场几乎不随时间变化，这反映了产生这些磁异常场的源(岩石圈磁性)的稳定性。但是地震，火山等剧烈的构造运动可能引起局部磁场的快速变化。

地球的变化磁场部分虽然比主磁场弱得多，但是它们随时间的变化却相当剧烈，这也正是其名称的由来。这部分磁场的变化周期(或时间尺度)通常为几分之一秒到几天。变化磁场主要是由高空电流体系产生的，此外，这些电流体系在导电的地球内部产生的感应电流对变化磁场也有一定的贡献。考虑到变化磁场的起源，人们也把太阳活动和近地空间环境变化所引起的地磁场季节变化、年变化、11年周期变化归入变化磁场的范畴。图1.10给出从北极附近到赤道附近纬度不同的10个地磁台在磁静日和磁扰日记录到的地磁变化。由图可以看出，在磁静日，变化平稳而规则，而在磁扰日，大量不规则的磁场起伏叠加在静日变化上，有时甚至完全淹没了静日变化。

3. 地磁场时间变化和空间变化的关系

值得注意的是，虽然地磁场的组分各自具有复杂的时间变化和空间分布，但是一般说来，时间变化较为快速的变化磁场部分(如磁暴)随空间只发生平缓的改变，反映出变化磁场的全球性质。另一方面，空间分布复杂的局部磁场(如地壳磁异常)对时间的依赖关系却很小。这就是说，尽管 $\partial \boldsymbol{B}/\partial t$ 和 $\partial \boldsymbol{B}/\partial x$ 各自可能很大，但是 $\partial^2 \boldsymbol{B}/\partial x\partial t$ 通常很小。

前一个特点从图1.10看得非常清楚。无论是静日变化，还是扰日变化，尽管有较快的时间变化，但是这种变化在很大的纬度范围内具有相似的形态(极区变化磁场除外)，表明它们具有全球性质。

后一个特点从地壳磁异常的稳定性可以看出。让我们先来看看地磁场的空间变化。将地球表面不同地点长期的地磁测量值对时间进行平均，得到磁场随空间的变化。图1.11给出地磁水平强度 H 在南半球沿140°经线的观测值(空圈)和理论模型值(曲线)。可以看出，所有的观测值非常靠近一条平滑的曲线，该曲线的波长具有地球周长的量级。其次可以看出，大多数观测值对这条光滑曲线略有偏离，但相邻点的偏离值没有相关性。很清楚，上述特点表明，这是大小和分布完全不同的两种磁场成分，一个是幅度大、波长长的全球场(主磁场)，另一个是幅度小、波长短的局部场(局域场)。

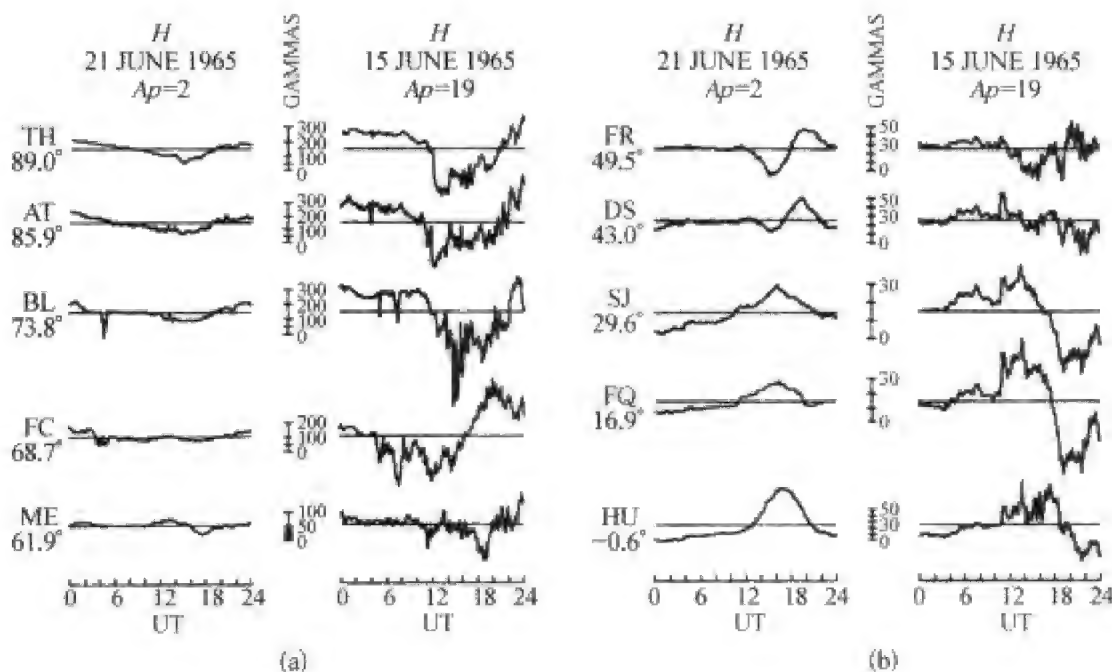


图 1.10　变化磁场的记录

(a) 高纬度台站(89.0°～61.9°)的地磁场日变化,左列为磁静日(1965 年 6 月 21 日,$Ap=2$),右列为磁扰日(1965 年 6 月 15 日,$Ap=19$),从上到下纬度依次减低;(b) 中低纬度台站(49.5°～−0.6°)的地磁场日变化。

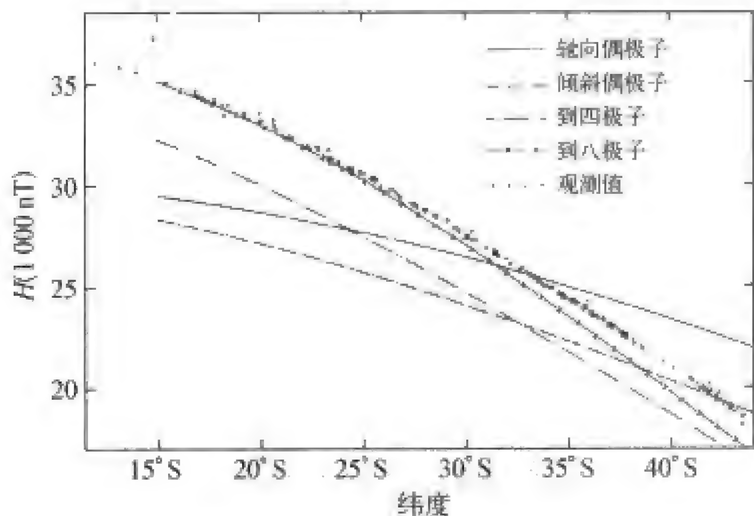


图 1.11　南半球沿 140°经线地磁水平强度 H 的观测值(空圈)和理论模型值(曲线)

上面两种磁场成分的时间变化有显著差异。如果对每一年的观测值进行平均,得到一条分布曲线,不同年份的曲线并不重合,表明主磁场部分的光滑曲线有系统的长期变化,但是,表示局部场的偏离部分却几乎不变化,显示出局部磁场的时间稳定性。

第三节 地磁场的起源

地磁场的起源是长期困扰科学家的难题。爱因斯坦认为，地磁场起源是现代物理学尚未解决的最重要的科学问题之一。

地球本体是由固态的地壳、流变的地幔、液态的外核和固态的内核所组成的复杂系统。地球表面的大部分覆盖着海水，地球本体之外包围着中性大气以及处于等离子态的电离层和磁层，再外面是行星际空间的太阳风。所有这些介质圈层对地磁场都有贡献或影响。

地壳岩石在其形成过程中以剩余磁性的方式把当时地球磁场的方向和强度记载下来。同时，地壳岩石在现今地磁场中被磁化，产生感应磁化强度。二者结合起来，形成了地壳磁场，为研究地球结构及其形成演化的历史提供了重要的信息，并成为板块构造理论的两大支柱之一。电离层和磁层电流体系产生了丰富多彩的变化磁场，是空间物理学研究的重要内容。但是，这些磁场加起来只占整个地球磁场的5%，而占95%的主磁场只能从地球深部去寻找它们的起源。

铁的磁性以及它在地球内部的丰富含量导致了“地球是一个大磁铁”的设想，但是，物质居里点温度的发现很快否定了这个最早的地磁场起源假说。实验证明，物质被加热到一定温度(居里温度)以上，原子磁矩的取向就会变得杂乱无章，于是物质原来具有的宏观磁性消失了。不同物质具有不同的居里温度，铁为798℃、镍390℃、钴1 150℃、磁铁矿为675℃。地球内部温度随深度而增加，平均大约在25 km深度处就达到居里温度。这就是说，不可能指望该深度以下的地球物质磁性能产生观测到的地磁场。

那么，居里点等温面以上的地壳物质是否可能是地球主磁场的源呢？在检验了所有已知地壳物质磁性后得出了否定的结论。在最理想的情况下，全部地壳物质对地磁偶极子场的贡献也是微乎其微的。更为困难的是，地壳的变形和运动极其缓慢，根本无法解释快得多的磁极移动、磁场西向漂移、地磁场极性倒转等一系列重要现象。

如上所说，由于地幔温度超过居里点，所以占地球体积82%的地幔物质的磁性不可能是地球主磁场的源。那么，地幔物质运动所产生的电磁效

应是否能够产生主磁场呢？因为许多事实证明，地幔对流是存在的：海洋与大陆的形成，地震与火山活动，海底扩张和大陆漂移等观测事实显示着地幔的活动性；中洋脊地幔上升和俯冲带地幔下降给出了地幔在重力和热力驱动下不断对流的证据；地幔的流动传输着热能，使内部边界变形，影响着来自地核的热流。但是地幔对流的速度太慢，依然不能解释磁极移动、磁场西漂和极性倒转。因此，我们必须到更深的地核去寻找地磁场的源。在这里，地磁学得益于地震学的帮助，找到了唯一可能产生地球主磁场的源——液态地球外核。

地震学研究了地震波在地球内部的传播，得到了地球内部物质密度和状态的详细分布，为地磁场起源的研究提供了重要的基础。图 1.12 是地球内部结构的示意图。地球的最表层是地壳，地壳厚度在海洋下约为 10 km，在青藏高原可达 80 km。地壳之下是上地幔，经过 600～700 km 的转换带到达下地幔，在2 890 km处是核幔界面，其下是液态外核，到 5 150 km 深度遇到固态内核。

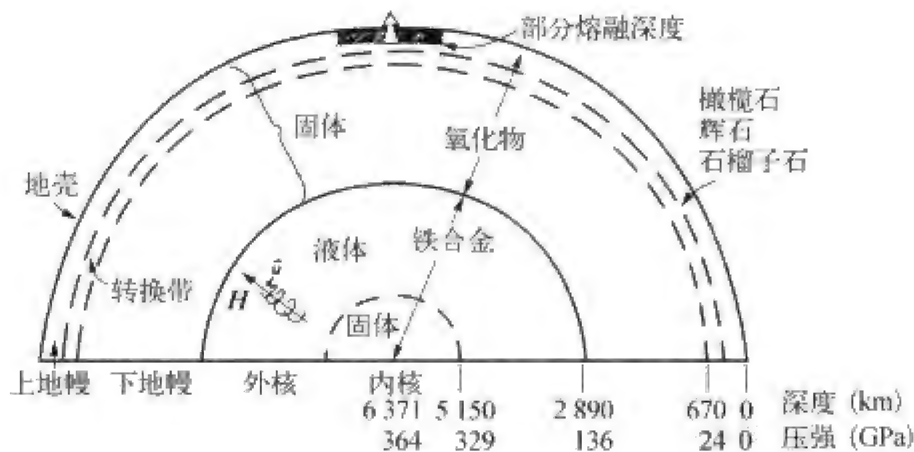


图 1.12　地球内部结构示意图

流体外核是最可能产生磁场的地方(Jacobs，1984)。地球的密度、温度和压力随深度而增加，组成地球的物质在其漫长的演化过程中不断地发生形变和分异，形成了现今基本上呈同心球层的结构。核幔边界是地球物质成分的显著分界面，两边物质的化学、物理学特性以及动力学状态明显不同。地球外核处于 4 000～6 000 度的高温和 150～250 万大气压的高压状态下，其中的物质呈导电流体状态。在温度和密度差异的条件下，外核流体在地球自转系统中发生对流，从而产生了自激发电机过程，这就是地球主磁场的磁流体发电机理论。图 1.13 画出最初的地核圆盘发电机模型

(Bullad, 1950)和最近关于地磁场起源的磁流体发电机数值模拟结果(Glatzmair and Roberts,1995a,b,1996)。

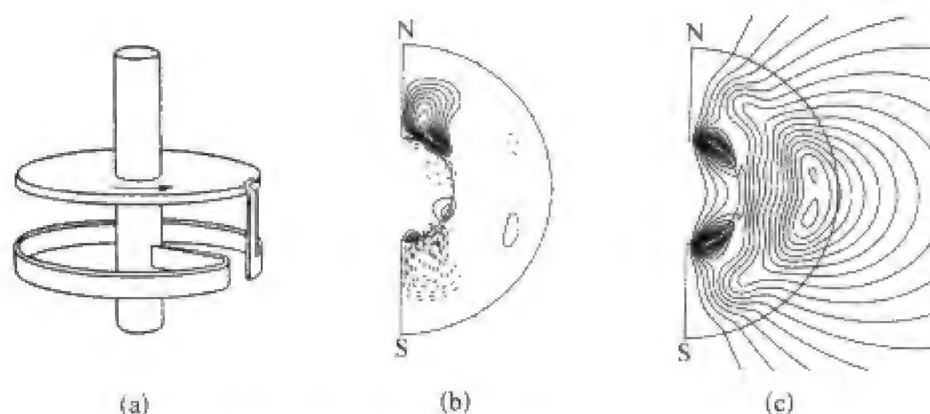


图 1.13 地磁场起源的发电机理论模型和计算机数值模拟结果
(a) 布拉德圆盘发电机模型(1950);(b) 格拉兹迈尔和罗伯茨磁流体发电机数值模拟结果(1995, 1996)——子午面内平均的周向磁场强度等值线图,实线表示东向磁场,虚线表示西向磁场;(c) 子午面内平均的磁力线结构。

第四节 地磁异常的意义

在地球稳定磁场中,由磁性岩石的不均匀分布形成的地壳磁异常虽然只占总磁场很小一部分,但是其分布的复杂性远远超过地表主磁场。

岩石在其形成过程中获得的原生剩余磁化强度及以后由于大地构造运动对它的改造和影响所获得的次生剩余磁化强度,是产生地壳磁异常的一个源。地壳磁异常的另一个源是岩石在现今主磁场中获得的感应磁化强度。由于海陆地壳的差异以及磁性岩石在地域和深度上的不均匀分布,形成了大到行星尺度,小到几米,强到几万 nT,弱到 1 nT 以下的许许多多磁异常区。

地壳磁异常与地磁极性倒转、地质构造运动和全球变化有着密切的联系,所以引起地球物理学家和地质学家的浓厚兴趣;而磁性矿物与磁异常的成因联系又使地磁异常的研究对资源和能源探测发挥着巨大的作用。

一、物质的磁性

物质按其磁学特性可以分为三类：抗磁性物质、顺磁性物质和铁磁性物质。不同类物质在外加磁场中的磁学表现决定于物质内部的结构。

1. 抗磁性物质

原子中所有电子的轨道磁矩、自旋磁矩以及原子核自旋磁矩的矢量和构成了原子的总磁矩，原子核自旋磁矩很小，通常忽略不计。在抗磁性物质的原子中，电子总是成对存在的，其自旋磁矩两两抵消，轨道磁矩也两两抵消，所以，在没有外加磁场时，原子总磁矩为零，整块介质不显示宏观磁性。当有外磁场存在时，电子受洛仑兹力作用而发生进动，不管电子原有磁矩方向如何，进动产生的磁矩总是与外磁场方向相反，从而使介质获得了与外磁场相反的磁化，这就是"抗磁性"一词的由来。

抗磁性物质磁性很弱，其磁化率一般在 10^{-6}～10^{-4} 范围内，它们的磁化过程是可逆的。

2. 顺磁性物质

在顺磁性物质中，原子含有不成对的电子，电子磁矩不能完全抵消，因此，每个原子具有固有磁矩。在没有磁场时，由于热运动，介质中原子磁矩杂乱排列，整块介质不显示宏观磁性。在外磁场作用下，各原子固有磁矩受外磁场力矩作用而趋于沿外磁场方向排列，使整块介质获得与外磁场方向相同的磁化，这就是"顺磁性"的含义。

顺磁性物质的磁性也较弱，其磁化率一般在 10^{-5}～10^{-3} 范围内，它们的磁化过程也是可逆的。

3. 铁磁性物质

铁磁性物质主要有铁、钴、镍等元素的单质和氧化物，还有某些合金。铁磁性物质的磁化率很大，其原因是它们具有磁畴结构。

在铁磁性物质中，原子固有磁矩的方向不是随意的，而是趋于一定的优势方向。由于原子之间存在特殊的"交换作用"，使原子固有磁矩在小范围内自发地沿某个方向排列，形成了一个个小的自发磁化区——"磁畴"，其尺度为微米到毫米量级，磁畴壁的厚度约为百分之一微米。介质中不同磁畴的磁矩方向一般是不同的，因而未被磁化的铁磁体一般不显示宏观磁性。

在逐渐增强的外磁场作用下，铁磁体将经历两个磁化阶段。首先，自发磁化方向接近于外磁场的那些磁畴，通过畴壁的移动而扩大尺寸，把邻近的

那些自发磁化方向偏离外磁场较大的磁畴"吞并"过来，这个过程使物体获得沿外磁场方向的磁化。随着外磁场的增强，所有磁畴的磁矩都接近外磁场的方向。接着，当外磁场继续加强时，磁畴磁矩方向朝外加磁场方向旋转。最后，当外加磁场增加到一定强度时，所有磁畴磁矩方向完全转到外场方向，此时磁化达到饱和。

与抗磁性物质和顺磁性物质相比，铁磁性物质有一系列特殊的性质。在外磁场中，它们所获得的磁化强度并不与外磁场强度成正比；当外磁场增大时，磁化强度会达到饱和；此后，当磁场减小时，磁化强度减小的规律与增大时不同，形成磁滞现象；当磁场减小到零时，磁化强度并不完全消失。

在地磁学中，铁磁性矿物最重要的性质是居里点温度。铁磁性介质的磁化率随温度而变，一般说来，磁化率随温度升高而增大。但是，当温度超过居里点温度之后，原子的热运动能量超过原子间的交换作用能，磁畴崩溃，铁磁质变成了顺磁质，磁化率急剧减小。根据这一性质，考虑到地球内部温度随深度而增加的规律，我们可以判断，并不是整个岩石层都有明显的磁性，对地磁场有实质性贡献的磁性岩石只分布在20～30 km深度以内，这个深度叫做居里点等温面。

二、地球矿物和岩石的磁性

自然界的矿物绝大多数磁性很弱。常见的抗磁性矿物有石英、石膏、石墨、金刚石、大理石、岩盐、方解石等；常见的顺磁性矿物有黑云母、褐铁矿、辉石、角闪石、蛇纹石、堇青石、石榴子石等。在磁法勘探中，这些矿物都可以当作是无磁性的。

自然界中只有少数矿物属于铁磁性物质，它们大多数是由 FeO、Fe_2O_3、TiO_2 这三种氧化物组成的。根据这三种氧化物比例的不同，形成了几种不同的铁磁性矿物，常见的有磁铁矿 Fe_3O_4、磁赤铁矿 $\gamma\text{-}Fe_2O_3$、赤铁矿 $\alpha\text{-}Fe_2O_3$、钛磁铁矿 $FeO\cdot(TiO_2)_n$、磁黄铁矿 $Fe_{1-x}S$。

铁磁性矿物一般以小颗粒的形式分布在磁性极弱的硅酸盐基质之中，虽然铁磁性矿物种类不多，但在大多数岩石中均有分布，并决定着岩石的磁性。一般说来，岩石中磁性矿物越多，岩石磁化率越大，但是，二者并非成正比关系，岩石磁性强弱还受矿物颗粒大小及其分布状态、岩石所受温度、压力和化学作用等许多因素的影响。一般来说，火成岩磁性较强，变质岩次之，沉积岩磁性最弱。

三、地壳磁异常

地壳内磁性岩石的不均匀分布是引起地球局部磁异常的根本原因。磁性地质体的形状、大小、产状、磁化率以及磁化强度的大小和方向，决定了地面上磁异常的分布形态。因此，局部磁异常的测量和研究是矿产资源探查的重要手段之一。图 1.14 是著名的俄罗斯库尔斯克铁矿区的磁异常分布，其地面最大正异常超过 100 000 nT。



(a)

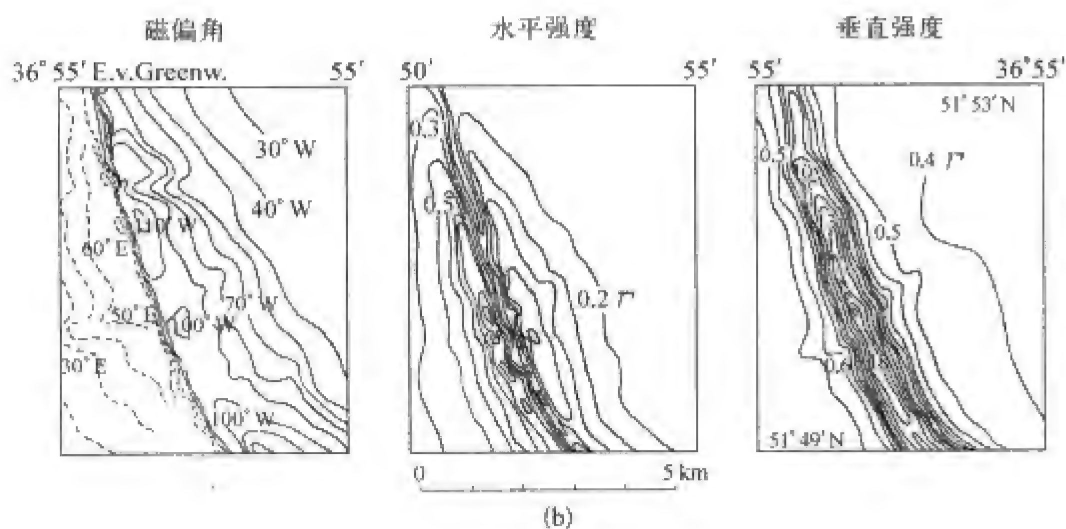


图 1.14 俄罗斯库尔斯克铁矿区磁异常分布

(a) 300 m 高度总强度航磁异常分布图,实线表示正异常,虚线表示负异常,单位:100 nT;(b) 地面磁场三要素 D、H、Z 等值线图,单位:高斯(10^5 nT)。

地壳磁异常的研究在资源和能源勘探中起着重要的作用。许多金属矿藏在地面表现出强烈的局部磁异常,这为资源探测提供了重要而实用的信息。石油和天然气等非金属矿藏本身虽然不会造成显著磁异常,但是,它们是在一定的地质环境下形成、运移和储存的,这些特定地质环境在磁学性质和磁场结构上有一定的表现,间接提供了非磁性矿产资源存在的信息。

地壳磁异常往往与地质构造有着密切的关系。例如,青藏高原这个活动的大陆地块表现为强烈的负异常,而塔里木盆地、四川盆地、松辽盆地却为明显的正异常。此外,深海沟、俯冲带、海底山脉、海洋盆地等地质单元也常常伴随着一定形态的磁异常。

地壳磁异常对于认识地球演化有非常重要的意义,其中尤其以海底条带状磁异常的发现最为重要。这种海底磁异常在大洋中脊两边呈对称平行排列。古地磁和岩石磁学对异常区岩石磁性和年龄进行了详细的测定和研究,为海底扩张、大陆漂移和板块运动提供了强有力的证据。图1.15是太平洋东部温哥华岛外海底条带状磁异常的分布,相间排列的黑色条带和白色条带分别表示与现代地磁场相同的正常地磁极性和与现代地磁场相反的反极性,太平洋中脊处的正常极性条带岩石最年轻,由中间向两边各条带岩石的年龄顺序排列,逐渐变老。这表明,地磁场的极性曾经发生过多次倒转。测量各条带岩石的年龄和它们之间的距离,可以推算海洋板块从大洋中脊向两边移动的速度。

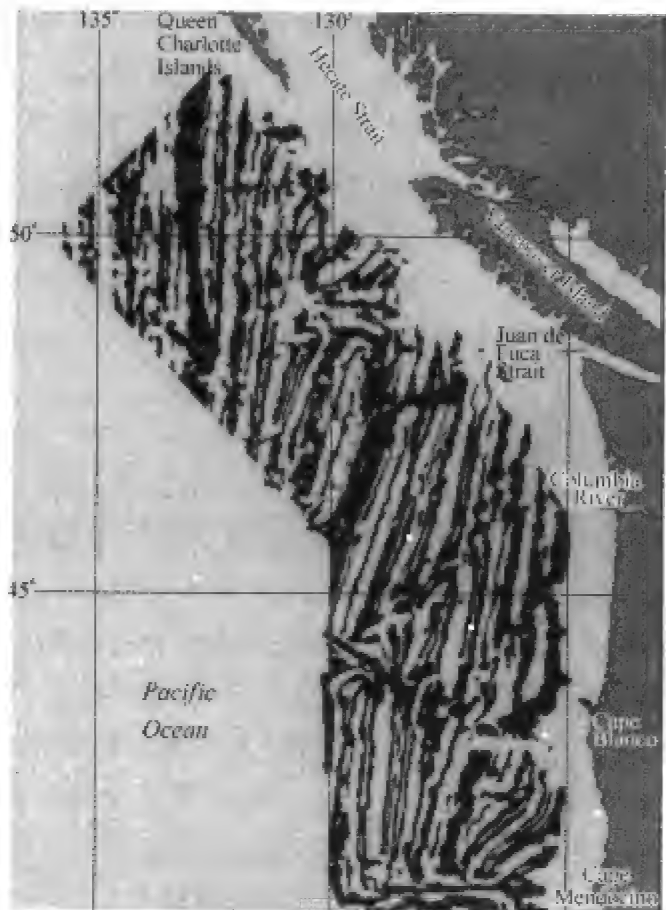


图 1.15　太平洋东部温哥华岛外海底条带状磁异常的分布

黑色条带表示正常极性，白色条带表示反极性。

第五节　地球空间电磁环境

地磁场中的变化磁场部分主要起源于电离层和磁层电流体系，此外，它们在地球内部的感应电流对变化磁场也有重要贡献。

变化磁场的时空特征与稳定磁场（包括主磁场和地壳磁场）有显著的差异。首先，它的时间变化过程快速而复杂，这与主磁场和地壳磁场持续而缓慢的长期变化形成鲜明的对照。其次，变化磁场的空间分布有时简单（如磁暴场），有时复杂（如亚暴场），但一般具有全球尺度的特点。

观测和研究表明，变化磁场与太阳、行星际空间、磁层、电离层，乃至中

低层大气中发生的一系列复杂现象有密切关系，这些现象包括太阳耀斑爆发、日冕物质抛射、磁场重联、磁层大尺度对流、高能粒子沉降、宇宙线、极光、等离子体波、电离层骚扰、大气潮汐运动等等。所有这些现象从不同侧面反映了日地能量耦合过程的总体特点，而变化磁场就是其中最重要的表现之一。所以变化磁场的研究一直被认为是近地空间环境（电离层和磁层）的监测、诊断、研究和预报的重要内容。可以说，人类认识近地空间环境就是从观测和研究变化磁场开始的。

一、电离层

电离层是大气层中电动力学性质比较显著的一个特定区域，它的电离成分足以改变无线电波的传播，所以被称作为电离层。

电离层下面是中性大气，上面是磁层。中性大气密度很大，但所含带电粒子很少，导电性极差，能量和动量交换的主要方式是粒子之间的碰撞，其状态和行为由流体动力学方程控制。磁层主要成分是带电粒子，密度很小，碰撞频率很低，其动力学性质主要受控于地磁场。电离层位于中性大气和磁层之间，它的组成和性质也介于二者之间。与中性大气相比，电离层的带电粒子要多得多，因此表现出等离子体性质，控制其动力学状态的方程不再是普通的流体力学方程，而是磁流体方程；与磁层相比，它的密度，特别是中性成分的密度要大得多，因此粒子之间的碰撞起着重要的作用，中性成分与带电成分之间的耦合是一个不可忽略的因素。

中性大气、电离层和磁层这三个层位的高度分界并不十分严格，电离层的下边界可以低到 50 km，上边界一般认为在 1 000 km 左右的高度。

1. 电离层的形成

电离层的形成决定于大气和电离源两个因素。光子和能量粒子沉降提供了中性大气电离的能源。光子主要来源于太阳辐射，沉降的高能电子通过韧致辐射也会产生附加的光子；能量粒子来源于银河、太阳和磁层。对于形成电离层来说，对光子和粒子的唯一要求是，它们的能量（光子是 $h\nu$，粒子是动能）要超过中性大气分子或原子中电子的电离能。电离层的形成是光子和能量粒子电离效应的综合结果，但白天电离层的主要电离源是太阳极紫外（EUV）和紫外（UV）波段的光子（典型波长为10～100 nm）。

电子密度是描述电离层结构的主要参数，而电子密度的大小则决定于电离和复合这两个相反的过程。一方面，中性粒子吸收光子而电离，使电子密度增加；另一方面，电子与正离子碰撞复合为中性粒子，使电子密度减小，

表征这两个过程的物理量是电子产生率和复合率。当这两个过程达到平衡时，电子密度也就达到某个稳定值。

生成的电离成分并不是静止不动的，它们比较容易沿磁力线移动到别的地方，电离层电场会驱动带电粒子运动，大气的潮汐运动和重力波也会通过碰撞带着离子和电子运动。因此，带电粒子生成后，还会因运动而重新分布。

无论是电离与复合过程，也无论是运动过程，都是动态变化的，因此，电离层总是处于不停的变化之中。

2．电离层的垂直结构和分层

光子、宇宙线和能量粒子等电离粒子从上向下进入大气层，在其行进路径上与大气中性粒子碰撞，产生电子和离子，这是电离过程；另一方面，正负带电粒子相互碰撞而合成中性粒子，这是复合过程。电离层电子密度决定于这两个相反过程的强弱。

在较高的高度处，太阳辐射虽强，但中性大气密度很小，可供电离的成分有限，所以电子密度不会很大；在较低高度处，虽然中性大气的密度很大，可供电离的中性粒子很多，但太阳辐射在透过厚厚的大气时变得愈来愈弱，而且复合过程变强，因此，这里的电子密度也不会很大。由此可以推知，电子密度在某一中间高度处达到最大值，由此往下，电子密度迅速减小，与中性大气衔接；由此往上，电子密度缓慢减小，逐渐过渡到磁层。

按照电子密度随高度的变化，电离层可分为 D 层、E 层和 F 层，白天的 F 层又可分为 F_1 层和 F_2 层。各层电子密度峰值分别位于 90、110、180 和 300 km 附近，最大电子密度可达 $10^{12}/m^3$。电子密度的高度剖面随时间而变化，白天与夜间，不同季节，太阳活动高年和低年，地磁平静和扰动期间，高度剖面均有很大差异，一个平均状态的电离层如图 1.16 所示。

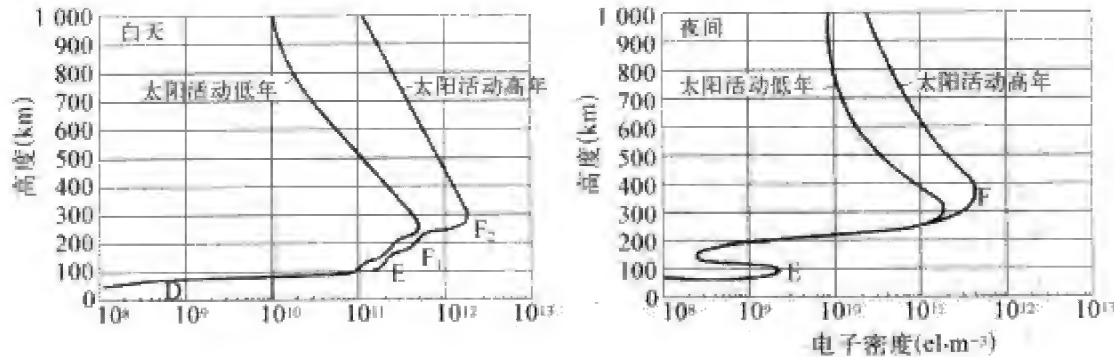


图 1.16　电离层电子密度随高度的变化

左图为白天，右图为夜间。每一幅图分别给出太阳活动高年和低年的电离层剖面。

电离层电子密度的高度剖面可以用地面电离层测高仪和卫星顶部探测仪发射不同频率的电磁波来测定。图 1.17 是这种联合探测的一个结果，卫星顶部探测((a)图)给出电子密度最大值以上的剖面，地面探测((b)图)则给出电子密度最大值以下的剖面，(c)图用等离子体频率随高度的变化表示合成结果，电子密度可以由等离子体频率算出。

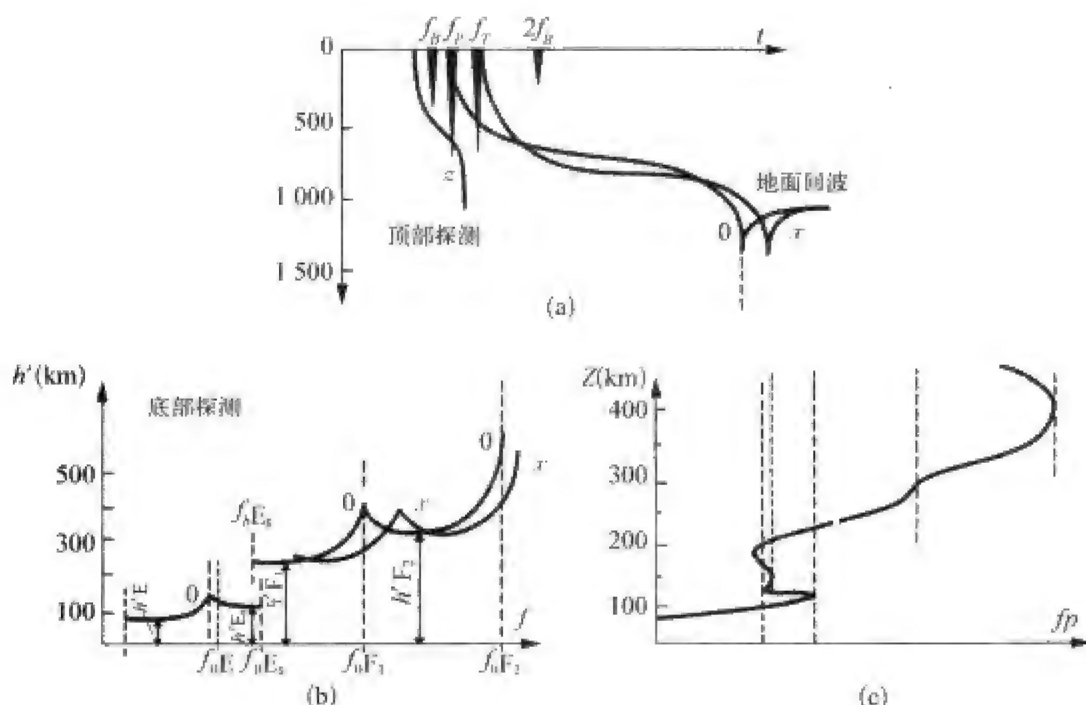


图 1.17 电离层电子浓度地面-卫星联合探测的一个结果

卫星顶部探测((a)图)给出电子浓度最大值以上的剖面，地面测高仪探测((b)图)给出电子密度最大值以下的剖面，(c)图用等离子体频率随高度的变化表示合成结果。

应该指出的是电离层中的中性成分密度比电离成分大得多，即使在 F 层电子密度最大处，电离成分的密度也仅仅是中性成分的千分之一，而在 E 层，这个差距还要扩大 4～6 个数量级。

3. 电离层的水平结构

太阳天顶角随经纬度和地方时的变化，决定了太阳辐射强度的地理分布，从而决定了电离层电子密度水平变化的总体特征，即白天大而夜间小，低纬大而高纬小。除此之外，赤道地区地磁场的特殊结构（磁场近似水平）又使电离层形成了所谓的“赤道异常”；同样，由于磁层磁场的结构形成了所谓“中纬槽”的低电子密度区，而极区电离层结构更为复杂多变。图 1.18 是用全球电离层台网资料得到的春秋分 F 层最大电子密度随地磁纬度和地方时的分布。

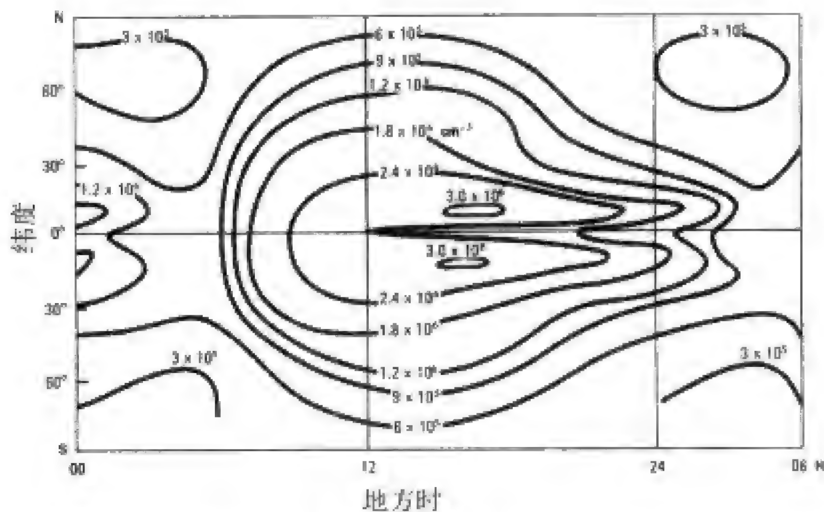


图 1.18 春秋分 F 层最大电子密度随地磁纬度和地方时的分布

等值线间隔为 $6\times10^5/\mathrm{cm}^3$，在低密度处，另外加了一条等值线$9\times10^5/\mathrm{cm}^3$。

4. 电离层电导率和电流

电离层电流是变化磁场的主要场源。早在电离层发现以前，斯图尔特就由地磁场周日变化预言了高空电流和电离层的存在。决定电离层电流强度和分布的因素有两个，一个是电场，一个是电导率。

图 1.19(a)给出电离层平行电导率 σ_0（有时用 $\sigma_{//}$ 表示）、霍尔电导率 σ_H 和皮德森电导率 σ_P 随高度的分布。可以看出，在整个电离层，σ_0 很大，所以磁力线可以近似认为是等电位线；在 100～150 km 高度范围内，σ_H 和 σ_P 达到极大值，而且通常有 $\sigma_H > \sigma_P$，习惯上把这一层叫做"发电机区"。在发电机区以上，一般有 $\sigma_H < \sigma_P$。

为了对电离层电导率的大小有一个数量级概念，图 1.19(b)和(c)分别给出地幔电导率随深度的分布和地下各类岩石电导率的数量级以作比较。可以看出，电离层的最大电导率与地壳含水岩石接近。

带电粒子的磁回旋频率 f_{Bk}(Hz)和带电粒子与中性成分的碰撞频率 ν_{kn} 是决定电离层电导率的两个重要的特征频率（下标 k 表示粒子种类，n 表示中性成分）。发电机区的高度范围可以用它们的比值 f_{Bk}/ν_{kn} 来定义（图 1.20）：电子的比值 $f_{Be}/\nu_{en}=1$ 确定发电机区下边界，离子的比值 $f_{Bi}/\nu_{in}=1$ 确定发电机区上边界 (Giraud and Petit, 1978)。发电机区下边界一般位于 85 km 高度处，在此高度以下，无论是电子，还是离子，最大的特征频率是碰撞频率。这意味着带电粒子的行为由它与中性粒子的碰撞决

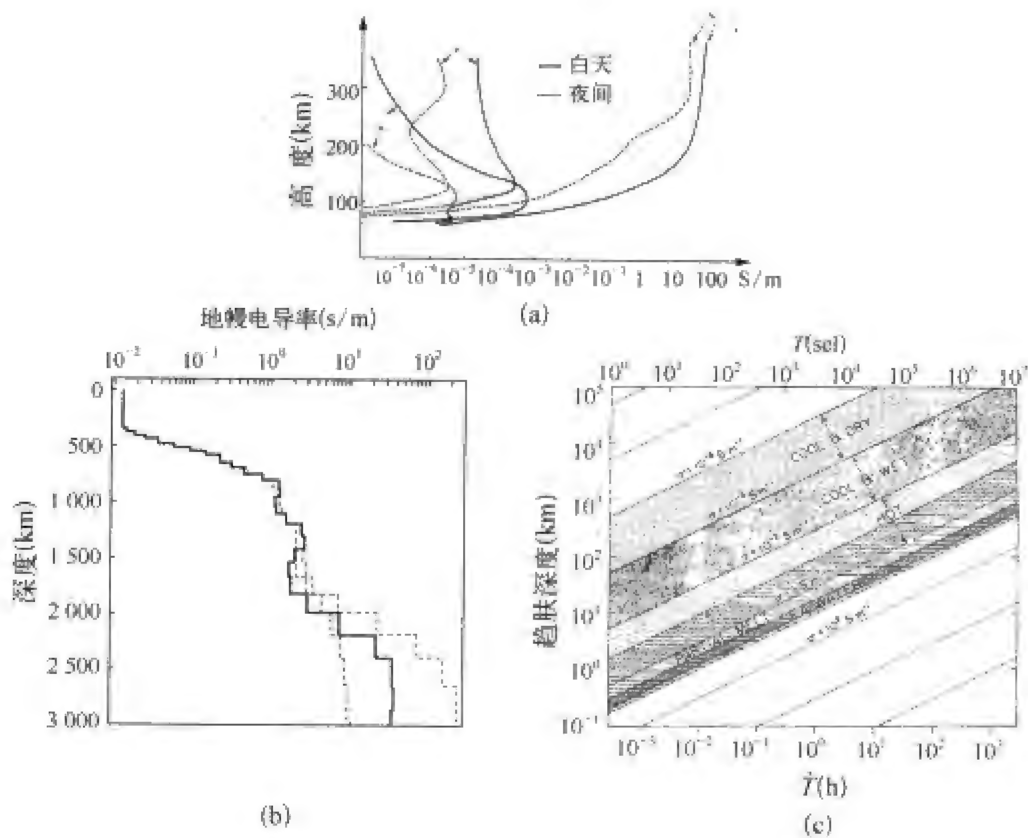


图 1.19 不同位置的电导率

(a) 电离层电导率随高度的变化；(b) 地幔电导率分布；(c) 地下各类岩石的电导率以及对不同频率电磁波的趋肤深度。

定，这个区域大致对应于 D 层。发电机区上边界一般位于 135 km 处，在此高度以上，碰撞频率低于其他特征频率。这意味着带电粒子基本上受电磁场控制，而与中性大气解耦。这个区域对应于 F 区。

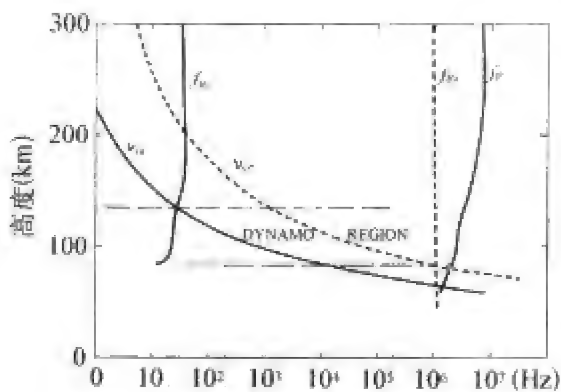


图 1.20 电离层等离子体参数的高度剖面和发电机区的定义

f_{Be}和f_{Bi}分别是电子和离子的磁回旋频率，ν_{en}和ν_{in}分别是电子和离子与中性粒子的碰撞频率，f_p是等离子体频率。$f_{Be}/\nu_{en}=1$和$f_{Bi}/\nu_{in}=1$分别确定了发电机区下边界和上边界。

在日月潮汐力作用下，电离层等离子体在地球磁场中进行复杂的运动，产生电场和电流，形成了我们观测到的地磁场平静太阳日变化和太阴日变化。

除了平静电流体系外，电离层中经常流动着各种各样的扰动电流体系，并产生相应的地磁扰动变化。例如，当亚暴发生时，极区生

成空间结构和时间变化都极其复杂的亚暴电流体系。

二、磁层

离地面 1 000 km 以上的大气层处于完全电离状态，此处的大气非常稀薄，带电粒子的碰撞频率极小，它们的运动状态主要受地磁场控制，所以，这个区域被称作磁层。磁层的下部逐渐过渡到电离层，其分界并不严格。上面与太阳风相邻，在太阳风等离子体动压与地磁场磁压达到平衡的地方形成磁层外边界——磁层顶。

磁层顶向阳一侧形似半椭球面，背阳一侧呈逐渐变粗的圆筒形，该圆筒围成的空间叫磁尾。在平静太阳风中，向日面磁层顶日下点的地心距约为 $10R_E$（R_E 表示地球半径，$R_E = 6\,372$ km），磁尾截面半径约为 $20R_E$，其长度超过 $1\,000R_E$。当太阳风剧烈扰动时，磁层顶日下点可以被压缩到 $6\sim7R_E$ 处，最大可压缩到约 $2R_E$ 的地方。地球附近的太阳风速度超过音速和阿尔文速度，当它受到磁层阻挡时，在磁层顶上游几个地球半径处，形成相对于磁层顶静止的弓形驻激波，称为弓激波，太阳风等离子体通过弓激波后受到压缩和加热，形成湍动的磁鞘等离子体。

紧邻磁层顶向内是等离子体幔，它包裹着整个磁层内部，在磁层的背日方向上，有南、北磁尾瓣向后延伸，两个磁尾瓣中间是等离子体片。磁尾瓣向地球延伸，与环绕地球的内磁层相接。图 1.21 给出地球磁层结构的示意图。

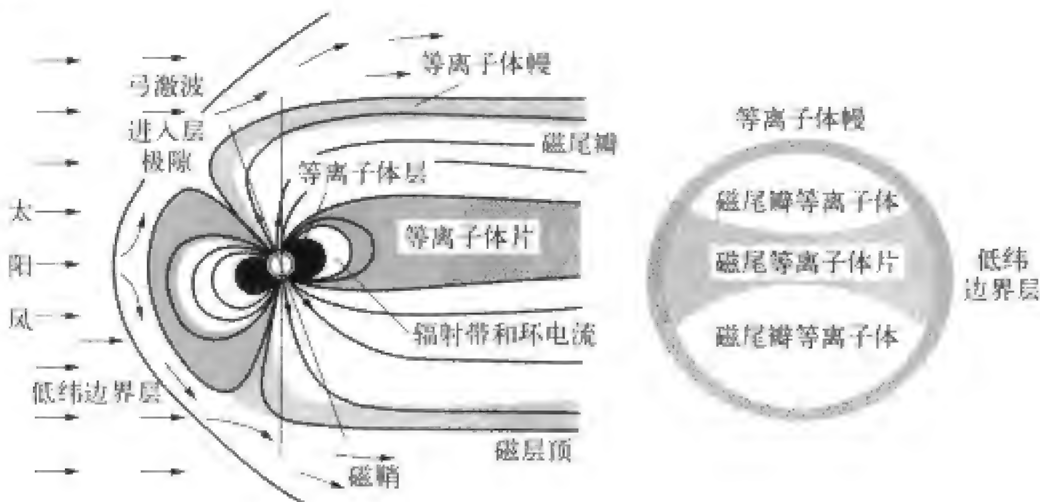


图 1.21　地球磁层的结构

左图是通过自转轴和日地连线的剖面，右图是从太阳上看去磁尾的横断面，图中标出了磁层的主要区域。

1. 磁层的分区

根据磁场位形、等离子体参数以及动力学过程的特性，磁层可以分为内磁层和外磁层两大部分，每一部分又可分为若干区域。

(1) 内磁层(inner magnetosphere)

从向日面磁层的"鼻部"到夜侧约 $8R_E$ 处是内磁层的范围，但是，在这一范围内，有三个区域不属于内磁层：向日面和磁层顶两侧翼的"低纬边界层"、极隙区的"进入层"、极区及其沿磁力线向上扩展的部分。在内磁层中，有几个重要的区域重叠或部分重叠地并存着，它们是内外辐射带、等离子体层和环电流。划分它们的主要标志是等离子体的能量而不是空间位置。相对于等离子体片而言，内磁层是一个比较稳定的区域。表 1.5 列出内磁层主要区域的特征参数。

表 1.5 内磁层主要区域的特征参数

物理量	粒子群		
	内辐射带	环电流	等离子体层
离子能量	1～100 MeV	1～200 keV	<1 eV(～5 000 K)
电子能量	50 keV～10 MeV	<10 keV	<1 eV(～5 000 K)
L 壳	$1.2 < L < 2.5$	$3 < L < 6$	$1.2 < L < 5$
磁力线足点	中低纬度	中纬度和较高纬度	中低纬度
离子密度/通量	H^+(50 MeV) $<10^8 m^{-2}s^{-1}$	$\leqslant 10^6\ m^{-3}$	$>10^8\ m^{-3}$
成分	H^+, e^-	H^+, O^+, He^+, e^-	H^+, e^-
粒子运动	回旋、弹跳、漂移	回旋、弹跳、漂移	回旋、共旋
β	$\ll 1$	<1	$\ll 1$
源区	宇宙线	等离子体片、电离层	电离层
形成过程	CRAND(宇宙线反照中子衰减)	粒子输运和加速	电荷交换与输运
损失区	高层大气	行星际空间、高层大气	电离层、磁层
损失过程	减速、投射角散射到损失锥	电荷交换、投射角散射到损失锥	输运和电荷交换、对流
意义	辐射损伤	磁场扰动	电离层的等离子体库

(2) 外磁层(outer magnetosphere)

从内磁层向外,直到磁层顶,这一广大的空间区域是外磁层的范围,其中包括磁层顶边界层、南北磁尾瓣和磁尾等离子体片。

磁层顶边界层(magnetopause boundary layer,简称 MBL)由三部分合成,其中展布范围最大的是"高纬边界层"(high latitude boundary layer,简称 HLBL),即等离子体幔,它覆盖着整个磁尾。幔中的流动方向基本朝向磁尾,但是流速、密度、温度随着离开磁层顶向内而逐渐减小。等离子体幔是由太阳风等离子体和磁层等离子体混合而成的一个过渡层位。太阳风与磁层耦合的发电机过程发生在这里。太阳风的能量、动量、质量通过这一层进入磁层,并进一步向内传输。等离子体幔中的运动状态和电磁场结构十分复杂。构成磁层顶边界层的第二部分是"低纬边界层"(low latitude boundary layer,简称 LLBL),它覆盖着向日面和磁层顶两侧翼部分。这一层中的等离子体流动很复杂,任何方向的流动都有,但是一般说来,介于磁鞘流动和磁层流动之间。磁层顶边界层的第三部分是"进入层"(entry layer,简称 EL),覆盖着极隙区高高度部分。进入层向正午前和正午后各延伸约 3 小时,其中的等离子体属于磁鞘性质,流动速度小而无序,可能处于湍流状态。

南北磁尾瓣(magnetotail lobes)被包裹在等离子体幔之内,构成磁层中体积最大的区域。这里等离子体密度低,磁场结构简单:北瓣的磁场向着地球,南瓣的磁场背离地球,在接近地球的地方,磁力线进入极盖区。进入磁层的太阳风能量通过磁尾瓣进一步向其内的等离子体片传送。

磁尾等离子体片(plasma sheet)是一个热等离子体组成的厚板层,典型厚度为 $3\sim7R_E$,它被夹在南北磁尾瓣之间,其中心面大致在磁尾赤道面内。沿着等离子体片的内边界,穿连着近似偶极磁场的闭合磁力线,沿着等离子体片的外边界,分布着虽然闭合但被大大拉伸的磁尾磁力线。等离子体片与其内部的磁力线向地球延伸,到达了一个围绕地磁极的环状带——极光卵,极光卵的向极边界(高纬边界)大致在磁纬 80°附近,对应着等离子体层的外边界,它也是极盖区的边界;极光卵的向赤道边界(低纬边界)大致在磁纬 68°~72°处,对应着等离子体层的内缘边界,此内缘边界在赤道面处的地心距约为 $7\sim10R_E$。

与内磁层不同的是,外磁层经常处于激烈的动态变化之中,其厚度、密度、能量会有很大涨落,等离子体经常向各个方向快速流动,特别是向地球方向的流动。表 1.6 列出外磁层主要区域的特征参数。

表 1.6　外磁层主要区域的特征参数

（等离子体片和尾瓣的粒子能量、密度和磁场在磁尾 $30R_E$ 处的典型值）

物理量	粒子群		
	磁尾等离子体片	磁尾瓣	磁层边界层
位置	以磁尾中间面为中心	尾瓣	磁层顶之内
磁力线足点	夜间极光卵	极盖区	极隙区
离子能量和温度	4×10^7 K(5 keV)		1~6 keV
电子能量和温度	8×10^6 K(1 keV)	200 eV	0.1~0.2 keV
离子密度	$3\times10^5\ m^{-3}$	$\leqslant10^4\ m^{-3}$	$1\sim20\times10^6\ m^{-3}$
成分	H^+，e^-	H^+，e^-	H^+，e^-
粒子运动	变化流动，向日/背日	回旋、场向流动	背日流 50~250 km/s
磁场强度	2~10 nT	20 nT	25~40 nT
β	0.1~100	$\ll1$	1~10
源区	边界层、电离层	太阳风、电离层	太阳风、电离层
形成过程	粒子加速和输运	太阳风直接来源、蒸发	太阳风直接来源、扩散
损失区	高层大气、行星际空间	高层大气、行星际空间	行星际空间、等离子体片
损失过程	投射角扩散，等离子团射出	吸收、逃逸	扩散、漂移
意义	极光粒子源、粒子和能量传输	极雨、极风	粒子和能量传输

2. 磁层的磁场

被太阳风压缩并封闭在磁层内部的地球磁场偏离了偶极子磁场的位形，在极区形成了漏斗状的极隙区，在磁尾，磁力线被拉伸成长长的彗尾形状，如图 1.22(a)所示。早在 1930 年，查普曼就预言，在膨胀的太阳大气（就是后来发现的太阳风）作用下，地磁场的位形会发生变形，20 世纪 60 年代的卫星观测证实了这种变形。图 1.22(b)表示 OGO3 和 OGO5 卫星观测的磁层磁场与国际参考地磁场 IGRF 的差异，清楚

地显示太阳风作用下地磁场发生的畸变。这些畸变是磁层电流体系产生的附加磁场所致：赤道面附近的负残差是西向赤道环电流产生的，日下点正残差是东向磁层顶电流产生的，南北尾瓣的残差是晨昏向磁尾电流产生的。

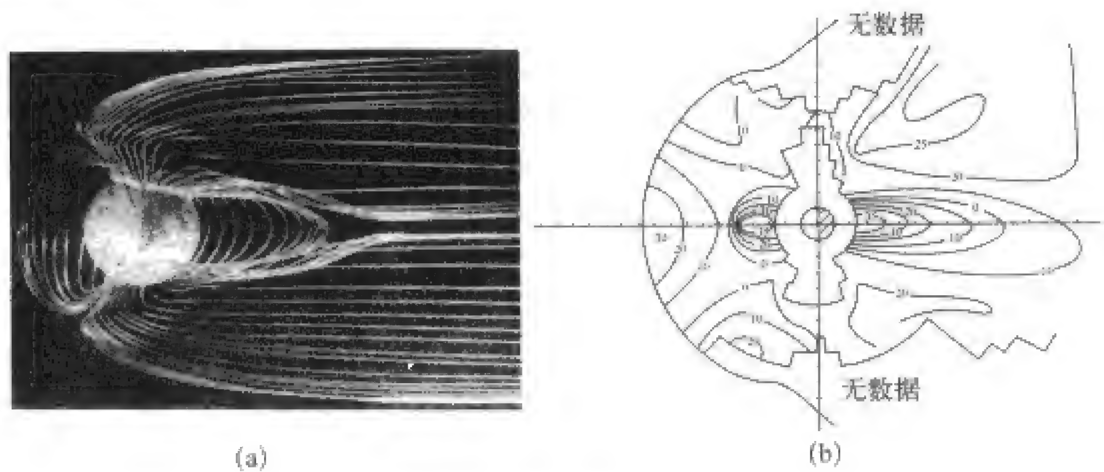


图 1.22 磁层磁场位形图

(a) 磁层磁力线的铁丝模型；(b) OGO3 和 OGO5 卫星观测的磁层磁场与国际参考地磁场 IGRF 的差值，这些畸变是磁层电流体系产生的附加磁场所致。

3. 磁层的电流

地磁场的变形表明，在磁层边界面上和磁层内部存在电流。磁层电流体系主要有以下四大部分(图 1.23(a))：

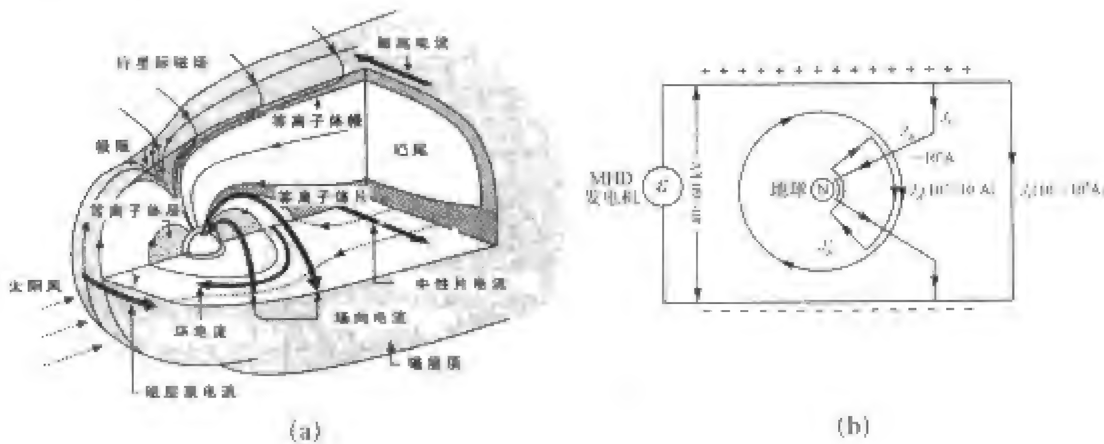


图 1.23 磁层电流体系图

(a) 磁层大尺度电流体系示意图；(b) 磁层发电机和电流回路的关系，图中标出各电流体系典型的总电流值。

(1) 磁层顶电流：它是由太阳风粒子沿磁层边界偏折或漂移流动而维

持的，向日面低纬磁层顶电流由西向东流动，在地球表面形成了磁场日变化的一部分。

(2) 磁尾中性片电流：这是由磁层等离子体片粒子漂移所形成的电流，从早晨一侧流向黄昏一侧，与磁尾磁层顶电流相连接形成两个闭合的半圆筒形的电流系，把磁尾分成磁场方向相反的两个尾瓣。

(3) 环电流：这是一个在赤道面附近环绕地球流动的西向电流带，它是由被捕获在地磁场中的低能质子所维持的，平静时较弱，磁暴时大为增强。环电流分为对称环电流和部分环电流两部分，前者环绕地球对称分布，后者未形成闭合的圆环，其两端通过场向电流与电离层电流形成闭合回路。

(4) 场向电流：这是沿磁力线方向流动的电流，主要由磁层向电离层沉降的粒子和电离层上行的粒子所携带，是磁层与电离层耦合的重要渠道。场向电流主要分布在极光带纬度，它流入电离层后，在极区电离层形成复杂的电流体系。

正是这些磁层-电离层电流体系，共同产生了地面和高空记录到的变化地磁场。这些电流体系的结构和强度随着太阳风和磁层的活动状态而变化，形成复杂多变的变化磁场形态，同时也把太阳风、磁层与电离层的动态信息通过磁场的变化带给了我们。

太阳风与磁层相互作用并把能量输入磁层的过程可以用磁层发电机模型来近似描述，图 1.23(b)是磁层发电机与磁层电流体系回路的关系。

图 1.24　电离层-磁层系统中电子密度随地心距的变化

图中标出了磁层主要分区界面，它们的位置随太阳风状态和磁层活动情况而变化。

4. 磁层的等离子体

磁层等离子体密度非常小，处于高度真空状态。图 1.24 给出电离层-磁层系统中电子密度随地心距的变化。可以看出，从电离层 F 区电子密度极大值到磁层顶，电子密度减小了约 6 个数量级。

第六节　地球变化磁场与太阳活动

如果没有太阳风的压缩，地磁场将类似于一个偶极子磁场，以地磁轴为对称轴向四周扩展。在太阳风作用下，地磁场发生畸变，最大的变形是向日面磁场被压缩和背日面磁尾被拉伸。根据电磁理论，在磁场畸变的地方一定有电流出现，一般来说，磁场畸变大的地方电流强。

如上所述，变化磁场起源于磁层-电离层电流体系，而这些电流体系则是由磁层-电离层系统中发生的动力学过程和电动力学过程所产生的。这些过程的能量主要来源于太阳：电离层是地球高层大气吸收太阳辐射，发生电离而生成的，磁层是太阳风与地球磁场作用的结果，太阳潮汐作用引起了电离层运动并产生了 S_q 电流，太阳风能量、动量和质量通过行星际磁场与地磁场重联而输入磁层，产生了磁暴、亚暴和其他扰动。所以，可以说变化磁场的根本来源是太阳。

太阳能量以电磁辐射和微粒辐射两种形式不断地向行星际空间发射出来，影响着磁层-电离层近地空间环境的状态和动力学过程，也影响近地的气象活动和生物圈，研究这种相互作用过程的学科就是日地物理学，其中变化磁场的研究是最重要的内容之一。

太阳上经常发生各种复杂的活动过程，如太阳黑子、耀斑、谱斑、暗条、冕洞、射电爆发、日冕物质抛射等等。这些过程与地磁活动的关系一直是地磁学观测和研究的重要内容。

最早提出太阳带电粒子影响地磁场扰动假说的无疑是挪威物理学家伯克兰(1908)，但是在此之前约半个世纪，英国天文学家卡林顿(Richard Carrington)已经观测到太阳耀斑发生后的地磁场扰动现象。1859 年 9 月 1 日 11:15，太阳发生耀斑爆发，紧随耀斑爆发，地磁场立刻发生了钩扰变化，耀斑爆发后约 18 小时，也就是第二天凌晨 4:50 出现了强烈磁暴。现在我们知道，钩扰变化是耀斑爆发产生的强紫外辐射使低电离层电离度增加的结果，而磁暴则是耀斑爆发的高能带电粒子到达地球附近所产生的。近来，Tsurutani 等人(2003)利用印度孟买地磁台记录估计，这个磁暴的最大 Dst 指数达到 $-1\,760$ nT，是有记录以来最强的一次磁暴。图 1.25 上图是日面耀斑的手绘图，下图是英国克尤地磁台的三分量记录。在此之后，多次

观测到耀斑(尤其是大耀斑)爆发后地磁场和电离层的扰动现象,如短波无线电通讯中断、磁暴、亚暴、地磁钩扰、极光等等。

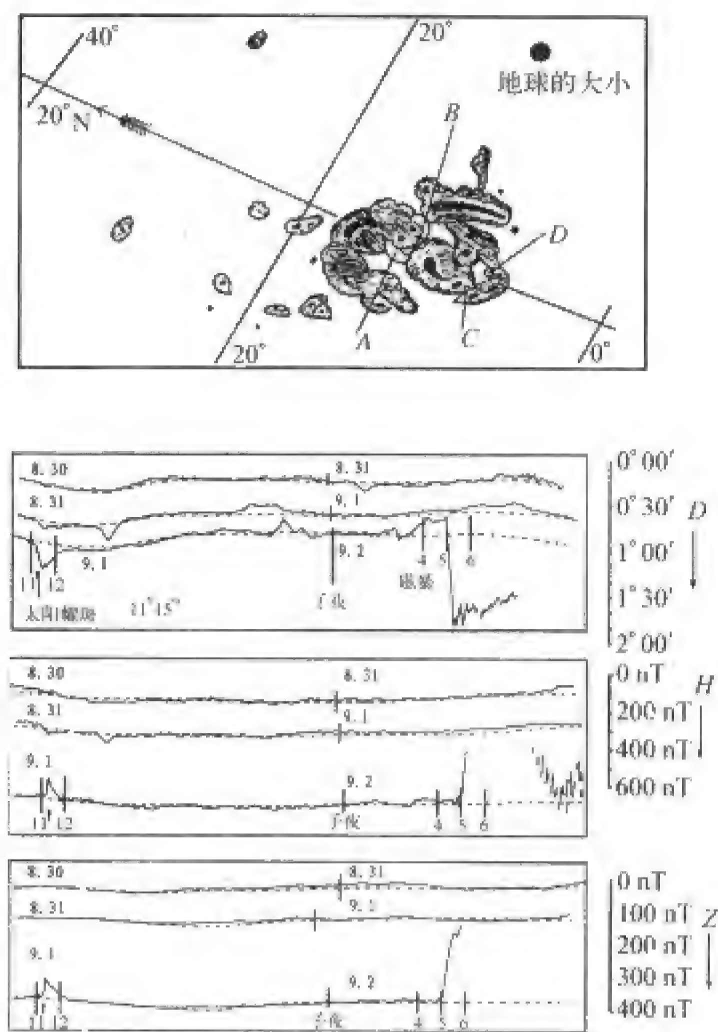


图 1.25 太阳耀斑与地磁扰动有密切关系的最早证据

上图:卡林顿观测到的 1859 年 9 月 1 日 11:15 耀斑,*A* 和 *B* 是耀斑开始时的位置,后来耀斑移动到位置 *C* 和 *D*;下图:英国克尤台地磁三分量记录,耀斑爆发后,地磁场立刻发生了钩扰变化,18 个小时后地磁台记录到强烈磁暴。

除了这些事件相关性外,人们也注意到地磁场扰动与太阳活动性都具有相似的 11 年周期变化。一个合理的解释是太阳的周期性活动引起了地磁场扰动类似的周期变化。图 1.26 给出了 1890~1990 年期间地磁活动性与太阳活动性的比较,地磁活动性用 *aa* 指数的年均值描述(注意:图中的值为 10 * *aa*,单位是 nT),太阳活动性用太阳黑子沃尔夫数 *R* 的年均值描

述。由图可以看出，在太阳黑子极大年份之后1～3年，地磁活动往往达到最大。

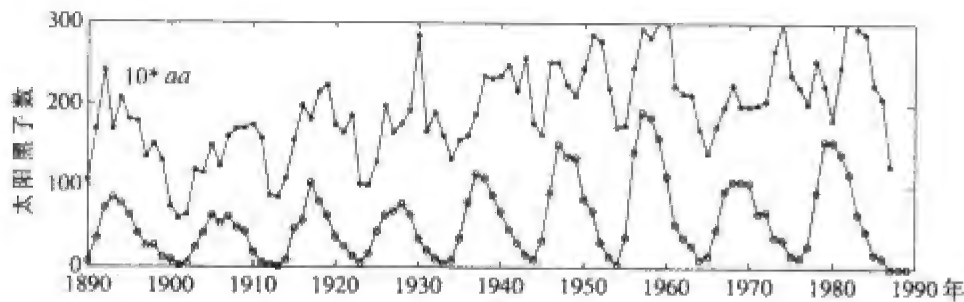


图1.26　1890～1990年期间地磁场活动性与太阳黑子数的对比

上面的曲线表示10 * *aa* 的变化，*aa* 是一种地磁活动指数；下面的曲线表示年平均太阳黑子数。

人们还注意到地磁活动和太阳自转都有27日周期性。巴特尔士研究了这种相关关系，并由此提出，地磁活动的27日周期性可能起源于太阳上的特定磁性区，他称之为"M区"。随着太阳的自转，"M区"周期性地面对地球，从而引起27日地磁周期变化。后来的太阳探测表明，太阳冕洞就是巴特尔士所说的"M区"。

随着空间探测和地面观测技术的发展，现在已经可以对太阳、行星际空间、磁层、电离层、中性大气直到地面的各个区域进行多种参数和多种手段的同步观测，监测和追索日地空间事件的能量、动量、物质耦合过程，由此发现了关于太阳风、行星际磁场、日冕物质抛射等与地磁场变化联系的大量证据，并确认太阳是变化磁场的源。

第七节　产生地磁场的电流载体

在地磁学研究中，无论是主磁场的起源，还是变化磁场的成因，都与等离子体这种特殊的物质形态以及发生在其中的物理过程有关。

以粒子形式存在的物质由分子、原子、电子、质子、中子和许许多多其他基本粒子组成，呈现着不同的聚集状态，其中，固态、液态和气态是我们最熟悉的三种聚集态，而等离子态是我们不太熟悉的第四种聚集状态。

按照普通物理的概念，当物质被加热时，它将依次经历固态到液态，液

态到气态的转变。当气态物质进一步被加热时，气体分子运动加剧，由于碰撞，分子分解为原子，而原子电离为电子和离子，于是，物质进入它的第四种状态——等离子态。

一、等离子体的一般特性

等离子体是由带电粒子（有时也有中性粒子同时存在）组成的宏观电中性物质。在浩瀚的宇宙中，99%的粒子物质呈等离子体态：星云、星际物质和太阳之类的恒星是等离子体；地球外核、电离层和磁层也是等离子体；极光和闪电发生时会产生等离子体；核爆炸和卫星返回大气层时也会产生等离子体。即使在日常生活中我们也常常接触到等离子体，如霓虹灯和日光灯管中的稀薄气体、电焊弧火焰等等（Krall and Trivelpiece，1973）。

与固体到液体和液体到气体的截然相变不同，物质向电离状态的过渡是一个连续变化过程，电离度（离子密度与中性原子密度之比）是温度的缓变函数。于是，中性气体和等离子体的界限就变得模糊不清了。实际上，甚至在蜡烛的火焰里也有少量的电子和离子，但未必就能认为蜡烛火焰是真正的等离子体。所以，我们需要定义一个标志，用来说明带电粒子密度达到多大时才能被认为是等离子体。更重要的是，我们需要知道，与一般中性气体相比，等离子体有哪些特有的性质（Parks，1991）。

1. 准电中性

在普通中性气体中，粒子的相互作用是通过碰撞这种短程力过程来实现，而在等离子体中，带电粒子及其运动会产生电磁场（又叫自洽场），粒子之间的相互作用是通过电磁场这种长程力来实现的。这种新型的相互作用使带电粒子集体获得了新的性质，即带电粒子集体与自洽电磁场一起形成一个整体。所以，只有当电离气体中的带电粒子密度足够大，使得粒子与电磁场的相互作用变得重要，这种电离气体才是等离子体。

通常我们利用准电中性（quasi-neutrality）的性质作为指标，来判断带电粒子与电磁场的相互作用是否重要。所谓电中性是指下面的等式成立，

$$n_e = n_i s \tag{1.37}$$

式中，n_e 是电子密度，n_i 是离子密度，s 是离子的平均电荷数。当带电粒子密度很大时，即使电荷有很小的空间分离，也会导致很强的电场。所以，即使在等离子体过程进行得相当猛烈的时候，等离子体也总是保持电中性状态。

2. 德拜屏蔽和等离子体参数

在真空中，一个试验点电荷 q_T 的电场满足泊松方程

$$\nabla^2 V = -\frac{\rho_c}{\varepsilon_0} \tag{1.38}$$

当 $r > 0$ 时，电荷密度 $\rho_c = 0$。方程(1.38)的解是

$$V(r) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q_T}{r} \tag{1.39}$$

如果将一个正的试验点电荷置于电中性的等离子体中，由于静电力作用，电子和离子将重新分布：靠近正试验电荷处，电子密度增大而离子密度减小。假定离子的电荷数为1，则方程(1.38)变成

$$\nabla^2 V = -\frac{e(n_i - n_e)}{\varepsilon_0} \tag{1.40}$$

对于符合麦克斯韦-玻尔兹曼分布的电子，在电场中有如下分布

$$n_e(r) = n_0 \exp\left[\frac{eV(r)}{k_B T_e}\right] \tag{1.41}$$

将(1.41)带入方程(1.40)，在球坐标系中可以得到

$$\frac{1}{r^2}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}\left(r^2\frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}r}\right) = -\frac{n_0 e}{\varepsilon_0}\left[1-\exp\left(\frac{eV(r)}{k_B T_e}\right)\right], r > 0 \tag{1.42}$$

展开(1.42)式中的 $\exp[eV(r)/k_B T_e]$，并只保留前两项，得到

$$\frac{1}{r^2}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}\left(r^2\frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}r}\right) \approx \frac{V(r)}{\lambda_D^2} \tag{1.43}$$

式中，$\lambda_D = \left(\frac{\varepsilon_0 k_B T_e}{n_0 e^2}\right)^{1/2}$ 叫做德拜长度，或德拜屏蔽长度。方程(1.43)的解是

$$V(r) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q_T}{r}\exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right) \tag{1.44}$$

与真空中点电荷电场(1.39)相比，(1.44)多了一个因子 $\exp(-r/\lambda_D)$，即等离子体中点电荷电场随距离衰减更快，库仑力只扩展到德拜长度范围。电中性不成立的范围只限于以德拜长度为半径的德拜球内，而在德拜球外，特别是当 $r \gg \lambda_D$ 时，电中性成立。地球电离层顶部的德拜长度 $\lambda_D \sim 1$ cm，远小于电离层的水平尺度和垂直尺度(约 300 km)，所以，电离层大尺度过程满

足准电中性条件，电离层可以看做是等离子体。1 AU 处太阳风的德拜长度 $\lambda_D \sim 7$ m，远小于太阳风的尺度，所以太阳风也可以作为等离子体处理。

德拜球中电子总数为

$$N_D = n_0 \frac{4}{3}\pi\lambda_D^3 \tag{1.45}$$

由此可以定义等离体参数

$$g_{\text{plasma}} = \frac{1}{N_D} \tag{1.46}$$

在电离层中，$N_D \approx 10^5$，$g_{\text{plasma}} \approx 10^{-5}$；在太阳风中，$N_D \approx 10^{10}$，$g_{\text{plasma}} \approx 10^{-10}$，即德拜球中有大量粒子，而等离子体参数很小，这表明德拜屏蔽的概念在统计上是适用的。

3. 等离子体中的电场

在讨论空间电场时，首先必须明确定义表示电场的参考系。假设有两个坐标系 1 和 2，2 系相对于 1 系以速度 $\boldsymbol{V}$ 运动，根据洛仑兹不变性，当从 1 系转化到 2 系时，电场有一个增加

$$\boldsymbol{E} = \boldsymbol{V} \times \boldsymbol{B} \tag{1.47}$$

在讨论空间电场问题时，我们经常用到三种坐标系：随太阳风一起运动的坐标系、磁层固定坐标系以及随地球一同旋转的共旋坐标系，同一电场在这三个坐标系中有不同的表达式和量值。

在空间等离子体中，除了湍流和不稳定性引起的异常电阻等特殊情况外，一般来说，平行于磁力线的电场近似为零，于是，磁力线可以认为是等电位线。如果我们讨论的问题是定常问题，即各物理量只随空间变化，不随时间变化，那么，在随等离子体一起运动的坐标系中，电场为零。因为如果电场不为零，则整个等离子体将会相对于该坐标系以速度 $\boldsymbol{E} \times \boldsymbol{B}/B^2$ 运动。这一性质可以帮助我们理解不同坐标系观测到的空间电场。例如，当太阳风相对于磁层以速度 $\boldsymbol{V}_{\text{sw}}$ 运动时，在太阳风坐标系中无电场，磁层坐标系相对于太阳风以 $-\boldsymbol{V}_{\text{sw}}$ 速度运动，所以，在磁层坐标系中观测到太阳风电场

$$\boldsymbol{E}_{\text{sw}} = -\boldsymbol{V}_{\text{sw}} \times \boldsymbol{B}_{\text{sw}} \tag{1.48}$$

当然，由于行星际磁场的大小和方向随太阳活动而变化，所以太阳风电场也会受到调制。同样，地球周围的等离子体随地球一起共旋（至少中纬度是如此），在地球旋转坐标系中的观测者看到这些等离子体是静止的，所以观测不到电场。但是当我们转换到磁层固定坐标系的时候，则观测到电离层中

的"共旋电场"

$$\boldsymbol{E}_{\rm cor} = -\boldsymbol{V}_{\rm cor} \times \boldsymbol{B}_{\rm dipole} \tag{1.49}$$

在已知磁场的情况下，电场和速度由上面的关系单值地联系起来，所以在雷达观测、金属云施放和卫星探测中，经常用较容易的速度测量代替较困难的电场直接测量。我们还可以用 $\boldsymbol{V}$ 来表示磁通管的运动。

图 1.27（见彩页 1）所示钡云施放的例子可以用来说明速度和电场的这种等效性。金属云施放是测量等离子体漂移，进而推断空间电场的一种方法。用火箭或卫星携带金属到空间施放为云团，阳光照射使钡原子发绿光，锂原子发红光。金属云施放通常在日出前一小时或日落后一小时进行，此时，高空有日照，可使金属电离，而地面处于黑夜，便于观测。在图 1.27 中，绿色中性钡云球保持不动，而紫色电子-离子云在电场作用下漂移成尾形。在磁场已知的条件下，测出速度，即知电场。

4. 等离子体中的电流

电流是带电粒子差异运动的宏观表现。所以当正负带电粒子以同样速度一起运动时不产生宏观电流，如无碰撞情况下电场漂移就是这种情况。当电子和离子与中性粒子有不同碰撞频率时，它们将以不同速度运动，于是，电流产生了。

空间等离子体中的电流现象有一些不同于通常电磁学现象的特点。例如，在通常的电磁学中，我们总是说电场（电位差）驱动电流，因果关系一目了然。但是在地磁和空间物理现象中，电场和电流的因果关系往往是不能确定的，特别是在稳定状态下。电场可以驱动电流，电流也可以产生电场。

在通常的电磁学中，电场驱动电流总是要消耗能量的，但是在地磁与空间物理现象中，不必消耗能量也可以产生电流。例如环电流是由带电粒子的磁场梯度漂移和曲率漂移而形成的，这两种漂移并不消耗能量。

5. 空间等离子体

行星际空间、磁层和电离层这些空间物理学所涉及的主要区域充满等离子态物质，这些区域内所发生的物理过程以及区域之间的耦合受控于等离子体物理的基本方程。不同区域的等离子体性质有很大差异，所以，不同区域问题的处理要用到不同的简化条件和不同的方法（Kivelson and Russell，1995）。图 1.28 给出日地空间主要区域等离子体的电子密度和电子温度数量级。

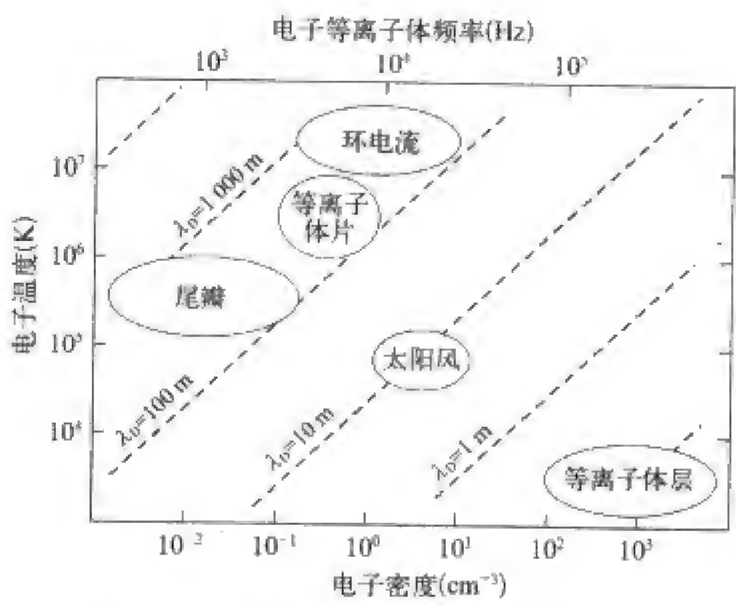


图 1.28 日地空间主要区域等离子体的电子密度和电子温度数量级

二、等离子体问题的研究方法

等离子体内部存在着很多种运动形式，这些运动形式相互转化，并伴随着多种多样的不稳定性。因此等离子体研究是个非常复杂的问题。虽然我们已经知道了描述等离子体的基本数学方程，但这组方程非常难解，目前还很难用以准确预言等离子体的性质和行为。等离子体的实验研究，因为因素复杂多变，所以难度很大，精确度不高。

从 1928 年朗缪尔(Irving Langmuir，1881～1957，1932 年获诺贝尔化学奖)首先引入等离子体这个名词以来，随着气体放电、空间物理和受控热核聚变研究的深入，以及低温等离子体技术的广泛应用(如磁流体发电、等离子体冶炼、等离子体化工、气体放电型的电子器件等)，等离子体理论得到迅速发展。

等离子体物理学的理论研究包括粒子轨道理论，磁流体力学和动力论三个方面，前两者是近似方法，后者是严格的统计方法。

1. 粒子轨道理论

粒子轨道理论是把等离子体看成由大量独立的带电粒子组成的集体，只讨论单个带电粒子在外加磁场等条件下的运动。当有压力、碰撞等其他作用力存在时，或者在磁场非均匀的情况下，带电粒子除了绕磁力线螺旋运动外，还会发生各种漂移运动，如静电力引起的电场漂移、磁场梯度和磁场

曲率引起的梯度漂移和曲率漂移等等。

粒子轨道理论的另一个重要内容是绝热不变量(或称寝渐不变量)。当带电粒子在随空间或时间缓慢变化的磁场中运动时,在一级近似理论中,存在着可视为常量的绝热不变量。在地磁学中,最重要的绝热不变量有三个:第一绝热不变量是带电粒子回旋运动的磁矩不变量,第二绝热不变量是带电粒子沿磁力线在南北两镜点之间来回反弹运动的纵向不变量,第三绝热不变量是带电粒子绕地磁偶极轴周向漂移的磁通不变量。

2. 磁流体力学

把等离子体当作导电流体来处理就是磁流体力学,它是等离子体的宏观理论。导电流体除了具有一般流体的重力、压力和粘滞力外,还有电磁力。当导电流体在磁场中运动时,流体内部感生的电流要产生附加的磁场,同时电流在磁场中流动导致的机械力又会改变流体的运动。因此,导电流体的运动比通常的流体复杂得多,磁流体力学的方程组是流体力学方程(包括电磁作用项)和麦克斯韦方程的结合。

3. 动力论

等离子体动力论是等离子体非平衡态的统计理论,即等离子体的微观理论。与气体不同,由于等离子体包含大量带电粒子,其间的主要作用是长程的集体库仑作用,因此需要重新建立粒子分布函数随时间的演化方程,这是等离子体动力论的出发点。已经建立的在不同条件下适用的等离子体动力论方程有弗拉索夫方程、福克尔-普朗克方程、朗道方程等。等离子体动力论适宜于研究等离子体中的弛豫过程和输运过程。等离子体弛豫过程是从非平衡的速度分布向热平衡的麦克斯韦分布过渡的过程,可用各种弛豫时间来描述。输运过程是指等离子体中物质、动量、能量的流动过程,可以用各种输运系数来描述,包括电导、扩散、粘性、热导等。输运过程是受控热核聚变研究的重大课题,尤其是其中出现的不能用碰撞理论解释的反常输运现象。等离子体动力论还适宜研究等离子体中种类繁多的波和微观不稳定性问题。只有动力论才能给出在无碰撞情况下由于粒子对波的共振吸收所导致的朗道阻尼,也只有动力论才能对起源于几何空间或速度空间不均匀性等原因的微观不稳定性给出解释。动力论还可以讨论等离子体中的涨落效应。等离子体动力论是严格的理论,由动力论方程可以导出磁流体力学的连续方程、动量方程和能量方程,指明各种不同形式的磁流体力学方程的近似条件和适用范围。

在现有的等离子体理论中,无论磁流体力学方程或动力论方程,都是非线性的偏微分方程,难以严格求解。为了求得解析解,只能采用大大简化的

物理模型，其结果往往掩盖了许多过程和效应。因而借助于计算机的数值计算在等离子体研究中的作用越来越大，已成为与实验研究和理论研究相配合的重要研究方法之一。

等离子体辐射是等离子体物理的一个重要组成部分，等离子体辐射的分析研究是了解等离子体性质和运动特征的基础，对于天体和空间的等离子体来说，辐射几乎是认识它们的唯一途径。另外，辐射又是等离子体能量损耗的重要方式。

等离子体中存在的自由电子和离子使等离子体具有很高的电导率，与电磁场存在极强的耦合作用。一般气体的速率分布满足麦克斯韦分布，但等离子体由于与电场的耦合，可能偏离麦克斯韦分布。

第八节 地 磁 测 量

从本质上讲，地磁学是一门观测学科，所以磁场测量资料是地磁学研究的基础。地磁资料主要来源于四类测量：地磁台站观测、地面磁场巡测、空中磁场测量和古地磁测量。地磁台站有永久性台站和临时台站之分；地面磁测包括陆地磁测和海洋磁测；空中磁测有飞机航空磁测、气球飘浮磁测、火箭垂直磁测和卫星轨道磁测等不同类型；古地磁测量是通过岩石、沉积物和高温焙烧物的磁化强度来间接推测古代磁场强度和方向。

一、地磁台站观测

永久性地磁台站的任务是长时间连续记录矢量地磁场的时间变化，并维持精确的绝对测量标准。

1. 地磁台站发展史

从18世纪上半叶起，英国人开始在固定地点上连续记录地磁场的变化，1722年格兰汉姆(Graham)发现了磁偏角的日变化，他记到的不规则变化达到30′。此后又发现磁倾角也有日变化。这种固定记录点可以认为是地磁台的雏形。

1740年以后，瑞典的塞尔西斯(Celsius)与英国的格兰汉姆同时在乌普萨拉和伦敦进行磁场变化的对比观测，发现两地地磁扰动具有同时性，这是

最早的地磁联测。1785 年库仑发明了水平磁场相对强度的扭转震荡测量法，人们才知道，地磁场强度不仅随时间变化，也随地点而变化。此后，哈姆伯茨(Alexander von Humboldt)利用库仑方法在世界不同地方开展了长达数年的磁场测量，不仅发现水平强度赤道强而两极弱的地区差异，而且也确认了地磁场随时间变化的事实。1832 年，高斯提出磁场强度的绝对测量方法，从此人们可以获得矢量地磁场的完整信息。

按照哈姆伯茨的创意，许多国家建立了地磁台，进行地磁场变化的连续观测。格林威治、巴黎和哥廷根地磁台分别于 1818、1820 和 1833 年开始工作。1834 年，高斯和韦伯参加了哈姆伯茨的计划。从 1936 年到 1841 年，大约有 50 个地磁台加入了哥廷根地磁联合会，进行 5 分钟间隔的磁场观测。

国际联合观测和研究计划大大促进了全球地磁台网的发展，其中重要的国际计划有 1882～1883 的国际极年、1932～1933 年的第二次国际极年、1957～1958 年的国际地球物理年。图 1.29 表示全球永久地磁台站数目随时间的变化(Jankowski and Sucksdorff，1996)。

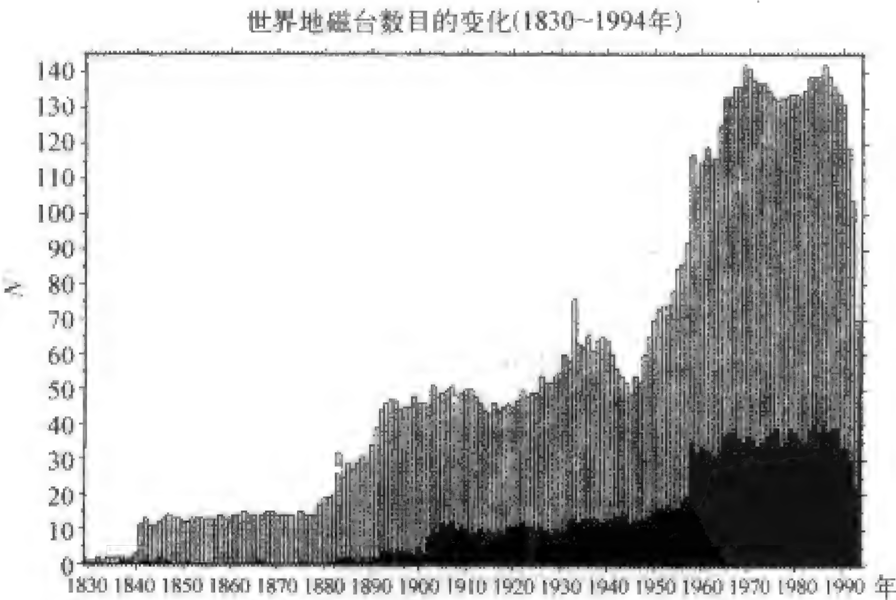


图 1.29 全球永久地磁台站数目随时间的变化

深色和浅色图线分别表示南北半球的台站。

除了永久台站进行不间断的长期观测外，还有许多非永久地磁台，服务于不同的目的，如地磁图编绘、地震火山监测与预报、磁法勘探等。

中国最早的地磁台是 1870 年俄国人在北京建立的地磁台。后来，北京台的磁力仪运回俄罗斯，安装在伊尔库茨克，曾经观测到 1908 年的通古斯

大爆炸。该仪器至今保存在伊尔库茨克地磁台。中国连续观测最久的地磁台是1874年法国传教士在上海徐家汇建立的地磁台，后来该台迁址到佘山，一直工作至今。国际地球物理年期间，北京、长春、乌鲁木齐、兰州、拉萨、武汉、广州基准地磁台先后建成并投入观测，形成了中国的基准地磁台网。现在的中国地磁台网包括15个一类台站和22个二类台站，此外还有一些区域地磁台站。

2. 全球地磁台网

全球地磁台网的必要性和重要作用主要体现在四个方面：① 记录全球地磁场的长期变化，而地磁场的长期变化是研究地核导电流体运动的唯一途径；② 监测磁暴和其他地磁变化，这些现象影响广大区域，其影响形式和强度因地而异；③ 观测和研究电离层-磁层电流体系及其在地壳和地幔中的感应电流，这些电流体系可以用于地球内部电磁性质的测定；④ 标定和控制用于地磁场详测的航磁资料和卫星磁测资料。因此，建立和维持一个足够稠密并适度均匀的全球地磁台网是一项非常重要的基础性工作。

图1.30是世界地磁台站分布图，现在，全球永久性地磁台站已超过150个。

为了实现地磁资料的实时传输和全球共享，必须借助卫星通信和国际互联网，这首先要求地磁台实现数字化记录，其次要装备卫星通信系统，或联网INTERNET。根据这一思想，国际地磁与高空物理联合会(IAGA)建立了全球台网INTERMAGNET(International Real-time Magnetic Observatory Network)，目前，加入该台网的台站已超过100个，而且还在继续增加。图1.31是2006年该台网的台站分布。

3. 区域地磁台网

不同的研究内容和应用场合需要特定的台站布局，于是，各种类型的区域台网应运而生。例如，为了研究赤道电集流，印度、秘鲁在地磁赤道附近密布台站；为研究极区亚暴电流体系，欧美国家建立了多条高纬度地磁台子午链；为了研究中低纬度地磁变化，澳大利亚建立了相当稠密的区域台网AWAGS(Australia-Wide Array of Geomagnetic Stations)(图1.32)；为了监测和预报空间电磁环境，中国建成了120°(地理经度)子午台链CMCM(China Meridian Chain of Magnetometers)，日本建成了210°(地磁经度)子午链。此外，在编制区域地磁图或国家地磁图时，需要将不同时间的资料通化到同一特定时刻，为此需要有区域地磁台网来控制长期变化改正。

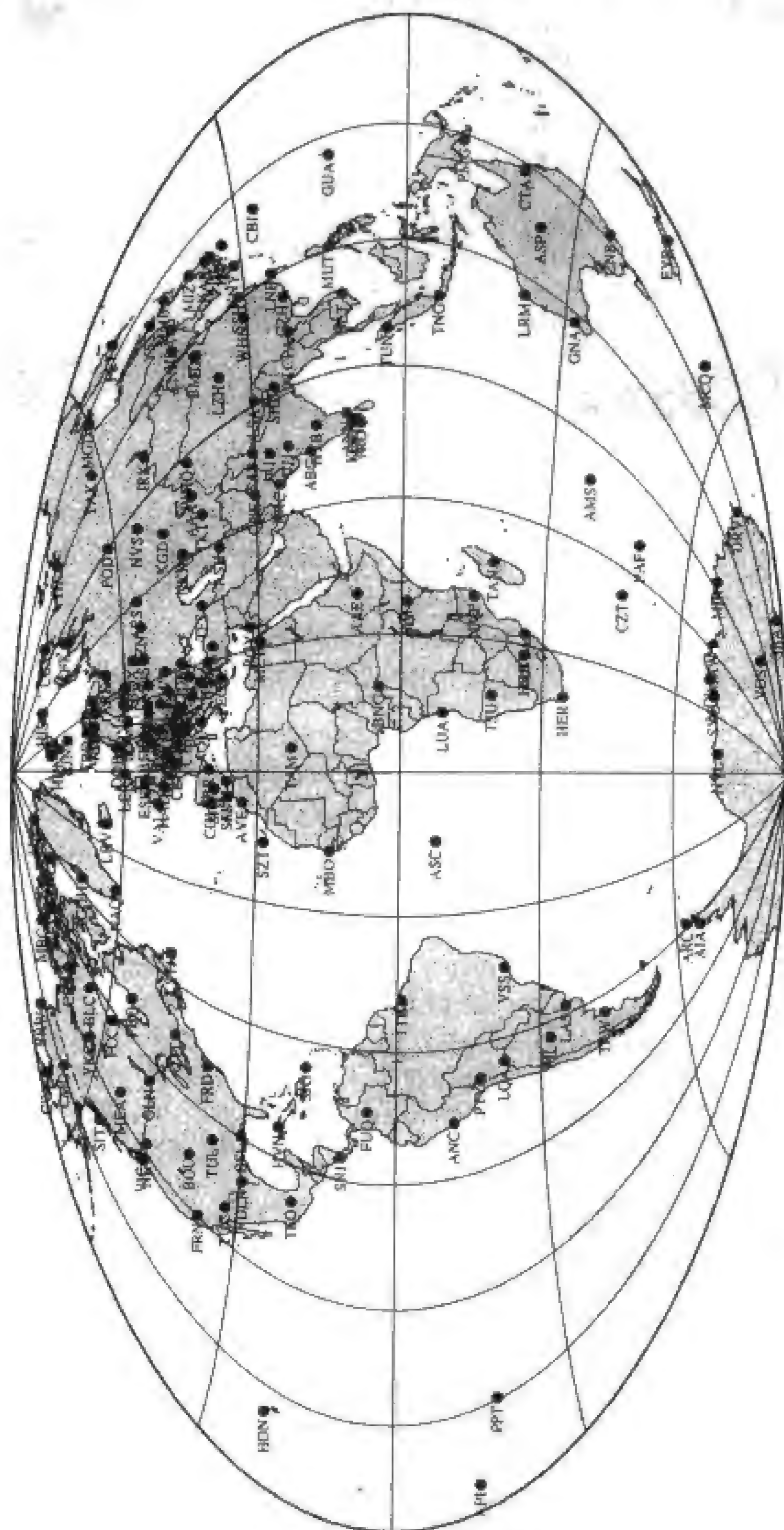


图 1.30 世界地磁台网，台站名称用国际组织 IAGA 规定的 3 位代码表示

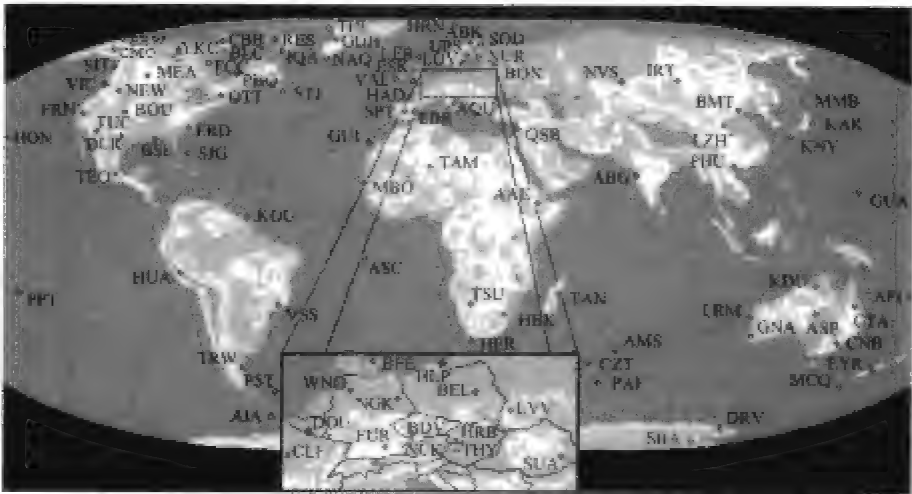


图 1.31　IMTERMAGNET 地磁台网(2006)

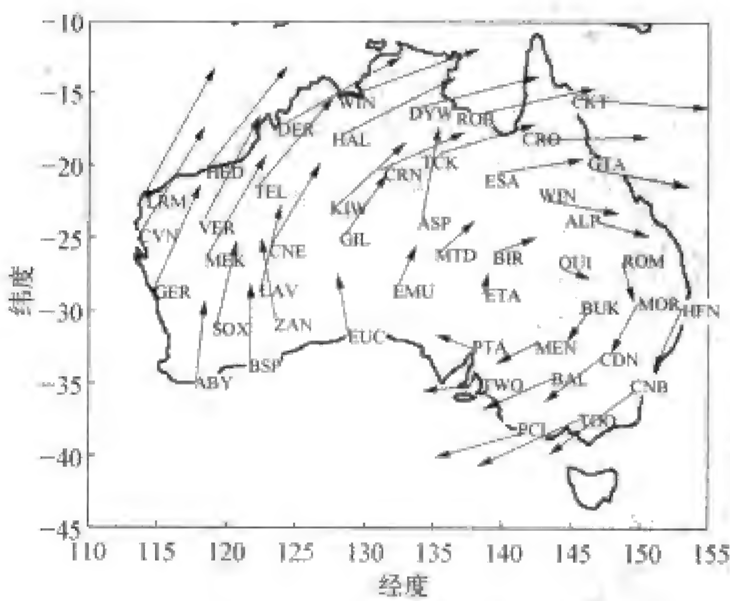


图 1.32　澳大利亚 AWAGS 地磁台网

箭头表示 1990 年 5 月 5 日 UT=03: 00 时的 S_q 电流矢量。

二、地面磁场巡测

由于地磁场经历着长期变化，所以，必须定期进行地磁场巡测，根据巡测资料建立全球磁场模型，编绘全球地磁图。磁场巡测要求复测点尽可能均匀覆盖全球陆地和海洋。在陆地上，除了难以到达的高山、险地之外，地磁测点几乎遍布大陆和海岛。海洋中几乎没有不可到达的地方，磁测路线更加稠密。图 1.33 给出 16 世纪以来地磁场巡测的陆地测点和海洋磁测路线。

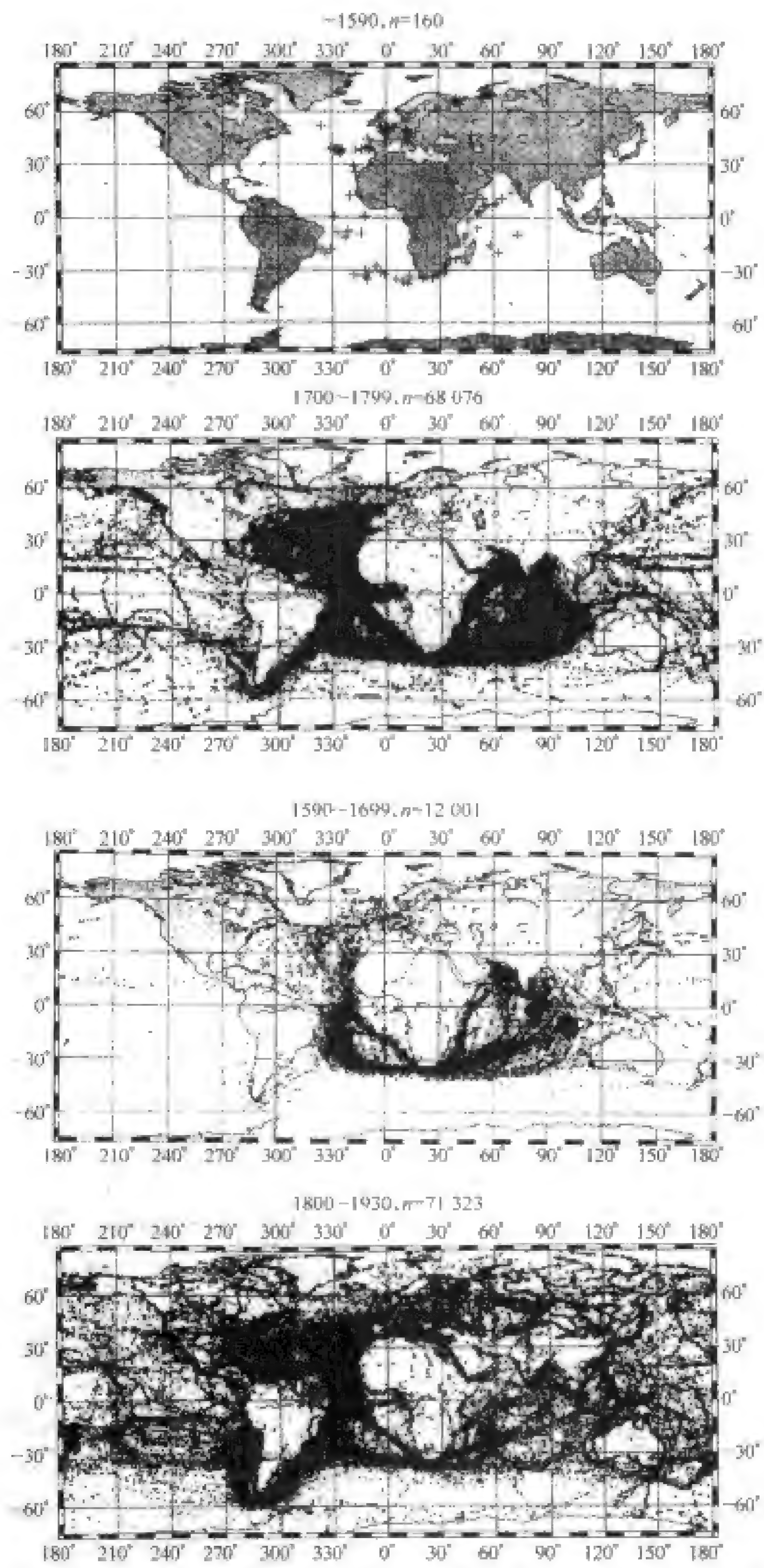


图 1.33 16 世纪以来地磁场巡测的陆地测点和海洋磁测路线

从上到下依次是 1590 年以前、1590～1699、1700～1799、1800～1930 四个时段的磁测点分布。

世界各国都定期进行地磁场巡测，编绘自己的国家地磁图。图1.34是1968～1972年中国地磁巡测点分布图，其中包括98个固定复测点和1684个临时巡测点。根据这些测点的资料，编绘了20世纪70年代的中国地磁图。

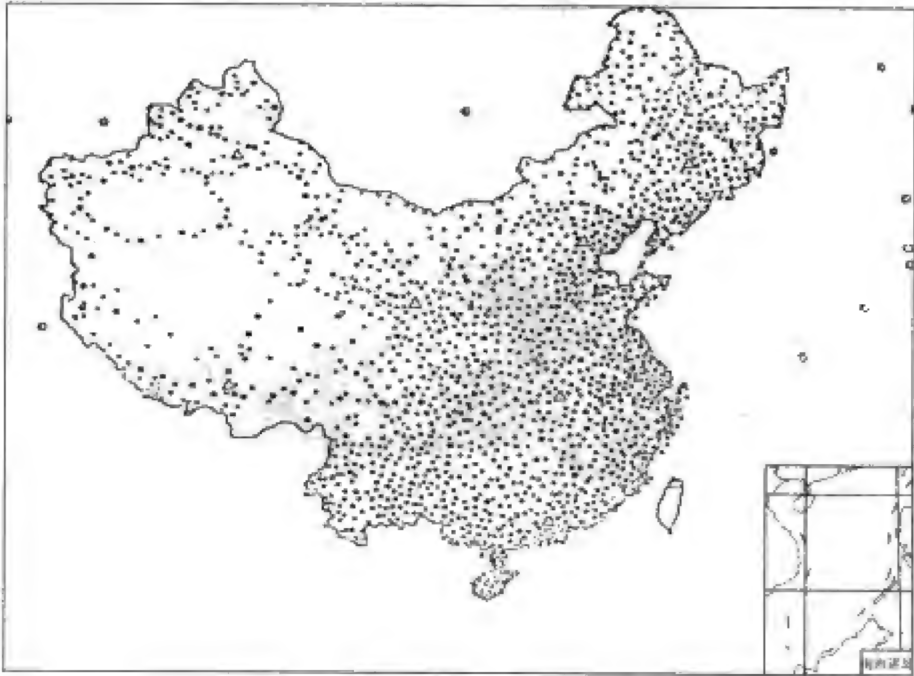


图1.34 1968～1972年中国地磁巡测点分布图

三、空中磁场测量

陆地上的磁测空白区可以由空中磁测来补充。空中磁测的手段和方法很多，有高度不同和测线间距不同的航空磁测，有对流层和平流层的气球飘浮磁测，有火箭垂直和斜向磁测，还有各类卫星沿轨道的磁场测量。其中，飞机航测和卫星磁测提供的资料最为重要，用途也极为广泛。

用气球将磁力仪带到高空，气球随风飘移，获得飘移路径上空的磁场测值。有时，用同一气球携带不同高度两台磁力仪测量磁场垂直梯度。这种测量难以精确控制测量路线，定点性差，测量区域和测量精度也受到很大限制(Achache et al,1991；Cohen et al, 1986)。

垂直发射或倾斜发射的火箭可用于测量电离层磁场，但是测量时间很短，测量的空间范围有限。

航空磁测是空中磁测的一种主要方法，我们几乎可以在任何地区进行这种测量。现在，三分量(或矢量)航磁可以给出全磁场信息，为建立全球和

区域地磁场模型提供了重要依据，更为重要的是，航磁异常分布为地质构造研究和矿产资源勘探提供了重要资料。

20 世纪 50 年代以后，卫星观测逐渐成为空中磁场测量的主要方式。卫星磁测开始于 1958 年苏联的Sputnik-3卫星，1967～1971 年期间，美国的 POGO 系列卫星进行了地磁场总强度测量。1979 年美国发射了第一颗专用的磁测卫星 MAGSAT。此后有 20 年的中断，1999 年 2 月丹麦发射了 Oersted 磁测卫星，接着，德国于 2000 年 7 月发射了 CHAMP 卫星，2000 年 11 月阿根廷与美国合作发射SAC-C卫星(又叫Oersted-2)，这一时期的磁测卫星还有南非和澳大利亚的卫星。欧空局计划在 2009 年发射三颗磁测卫星 Swarm，研究地磁场空间变化和时间变化的分离。此外，大多数磁层-电离层探测卫星都携带磁力仪，在电离层和磁层不同高度和不同区域观测地磁场；许多太阳风探测卫星和航天器也携带着磁力仪，使磁场观测扩展到行星际空间。

根据不同时期的卫星磁测资料，建立了从地核主磁场直到磁层磁场的综合地磁场模型 CM，如图 1.35(见彩页 1)所示。

四、古地磁测量

为了认识指南针和磁力仪发明以前的地磁场情况，必须借助于地质时期和古代磁场留下的记录，这种记录保留在火成岩和砖瓦陶瓷等高温焙烧物中。当炽热的岩浆和高温焙烧物从高温逐渐冷却经过居里点温度时，会在当时的地磁场中磁化：磁化强度的方向与当时地磁场方向相同，磁化强度的大小与地磁场强度成正比。古代磁场记录还保留在沉积岩、湖海沉积物和黄土沉积中，这些沉积物中的磁性颗粒在水中或空气中向下沉降时，会顺着当时地磁场方向排列，从而获得与地磁场同向的磁化强度。

古地磁(包括考古地磁)就是测量岩石、沉积物和高温焙烧物磁化强度的方向和大小，并由此间接推测古代磁场的强度、方向以及磁极位置。

由于岩石形成后会经历各种地质作用，所以，原生的磁化强度受到“污染”而发生畸变。为了恢复原来的磁化强度，古地磁应用各种技术，清洗叠加的次生磁化强度。

古地磁测量已经将地磁场从现代向前追溯到 30 亿年，为研究地磁场的起源和演化提供了极为重要的信息，也为全球地质构造提供了关键性依据。

第九节 地磁学发展简史

地磁学,作为地球物理学的一个分支学科,几百年来能够持续发展的原因,一方面是因为地磁场和宇宙磁场的观测研究极大地丰富了人类关于自然界的知识,成为我们认识地球和人类生存环境,探索宇宙奥秘的一门基础学科;另一方面,地磁学又有很强和极普遍的应用性,它与人类生活、国民经济和国防建设有密切的关系,地磁学的观测和研究结果直接或间接地服务于社会各个领域,如能源和矿产资源探查、飞机和船舶导航、无线电通讯、航天环境监测、自然灾害预测等。

正因为如此,地磁学一直受到国内和国际学术界以及应用部门的高度重视。早在1882～1883年,各国科学家就组织了全球性的地磁场联合观测研究,即第一次国际极年,50年之后的1932～1933年,又组织了第二次国际极年。随着地磁学和地球物理各学科的迅速发展,国际地球物理年(1957～1958年)、国际日地能量计划(1991～1997年)等重大联合观测研究在更大规模和更广泛的学科领域开展起来。在这些全球性科学计划中,地磁学都占十分重要的地位。

卫星时代开始以来,随着空间探测技术和空间物理学的飞速发展,地磁学的观测和研究领域从地面和近地面空间延伸到广阔的磁层空间、行星际空间和星际空间,考察对象从地球磁场扩展到木星、土星等其他行星,扩展到月球、木卫等卫星,也扩展到银河系和其他星系。人们可以从地球以外对地球进行观测和审视,把地球作为太阳系的一个成员,作为宇宙空间中的一个普通星体,放在它生成和演化的环境中加以考察,从而大大地发展了地磁学,也丰富了其他地球物理学科的内容。人们逐步认识到,磁场普遍存在于宇宙空间,它在天体形成、演化,乃至生物进化中起着重要的作用。

一、地磁学发展史

地磁学是一门古老的学科,但是,与更古老的天文学、地理学、气象学、几何学相比,它还是要年轻得多。这是因为日月星辰、山川湖海、风雨雷电等自然现象能被人类直接感知,与人类的生存和生产活动息息相关;而地磁

场则必须用专门的仪器才能测量到，磁场对人类的影响也要间接得多。因此，人类认识和应用地磁场是较晚的事。即便如此，人类知道矿物磁性，并在测向中利用地球磁场至少可以追溯到公元前250年以前。

从有确切的文字记录算起，地磁学的发展大致经历了四个阶段：

初期地磁学——公元前250年至1600年，始于中国人发明指南针；

早期地磁学——1600年至1839年，英国吉尔伯特《磁体论》一书标志其开始；

近代地磁学——1839年至1957年，始于德国数学家高斯将球谐分析理论用于地磁场研究；

现代地磁学——1957年以后，前苏联第一颗人造地球卫星上天开始了空间时代。

1．初期地磁学

天然磁石相互吸引是人类对磁场的最早认识。早在公元前770～221年（春秋战国时期），由于采矿和冶铁的发展，在中国早期著作《管子·地数篇》中就有"上有慈石者，下有铜金……如母子相恋"的记载。古代的"慈石"后来被改称为"磁石"。公元前5、6世纪，希腊哲学家泰勒斯（Thales，约前624～约前547）和柏拉图（Plato，前427～前347）论述过磁石相互吸引和磁石与铁块相互吸引的现象。当然，严格说来，这些认识应该属于一般物理学中的磁学范畴，但它为地磁学研究奠定了基础。

指南针静止时指南北方向的特性是人类对地磁场的最早认识，它是古代中国人最先发现并加以应用的。战国末年，公元前250年前后成书的《韩非子·有度篇》中，记载了指南针的先驱——司南："先王立司南以端朝夕。"汉代王充（27～97）在他所著的《论衡·是应篇》中描述司南形同水勺，磁勺柄自动指南（图1.36）。

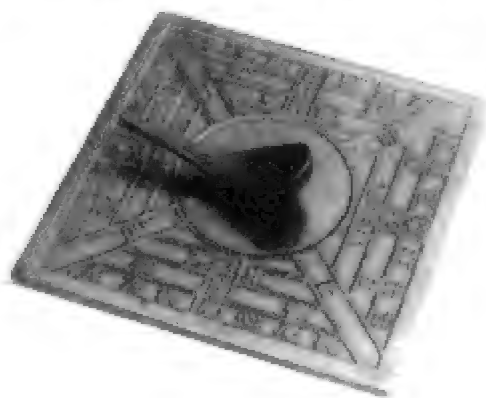


图1.36　世界最早的地磁仪器——中国人发明的司南

勺形磁体放置在厚重而稳定的非磁性水平底座上，可以自由转动，长柄指向南方，底座上刻着方向。

磁偏角是地磁学发展初期阶段的一项重大发现，中国唐代的一行和尚（673～727）在公元720年前后最早测量了磁偏角。我国北宋著名博物学家沈括（1031～1095）在1091年写成《梦溪笔谈》一书，该书共30卷，第24卷《杂志一》专门有《磁石指南》一节记述了磁偏角存在的事实："方家以磁石磨

针锋，则能指南，然常微偏东，不全南也。”这里，不仅说明了磁针的指南特性，而且明确指出了磁偏角的存在。沈括所说的磁针指向与现代世界地磁图中国中部和东部的磁偏角是一致的。该书还介绍了人工制作指南针的三种方法，并对比分析了其优缺点：“水浮多荡摇，指爪及碗唇上皆可为之，运转尤速，但坚滑易坠，不若缕悬为最善。其法取新纩中独茧缕，以芥子许腊缀于针腰，无风处悬之，则针常指南。”第一种是漂浮式指南针，在航海中广泛应用，第二种是转轴式指南针的雏形，第三种是悬丝式指南针，一直应用至今。在该节的末尾，沈括如实地承认：“磁石之指南，犹柏之指西，莫可原其理。”《梦溪笔谈》是第一部论述地磁场和磁测仪器的著作，以至于在一些西方地磁学著作中，沈括被当作指南针的发明人，而 1091 年被误认为是指南针发明的年代。

指南针的测向功能在航海中得到了广泛的应用。在公元 300～400 年（晋代），在中国首先出现了指南船，这是最早的航海罗盘。

随着航海事业的发展，在中国和欧洲，指南针逐渐成为广泛应用的定向工具。指南针在航海中应用的记载，最早见于 1119 年北宋朱彧所著的《萍州可谈》，其中提到“舟师识地理，夜则观星，昼则观日，阴晦观指南针”。可以毫不夸张地说，没有指南针，就没有我国明代郑和（1371～1433）的“七下西洋”，就没有意大利人哥伦布（Cristoforo Colombo，1451～1506）的发现新大陆，就没有葡萄牙人达·伽马（Vasco da Gama，1460～1524）的首次远航印度，也就没有葡萄牙人麦哲伦（Fernao de Magalhaes，1480～1521）的环球航行。这些“地理大发现”敲响了保守、落后、愚昧的中世纪的丧钟，也为地磁学的发展积累了重要的原始资料。没有指南针，也就没有地磁学，地磁学发端于指南针。

指南针（欧洲人叫做指北针）传到欧洲大概是在 12 世纪，最早的记录见于 1190 年。关于磁针指北的现象，欧洲人有两种解释：一种是北极星作用的结果，一种是地理北极点的磁石山吸引磁针的结果。磁偏角的发现使人们把磁石山由地理北极移开一段距离。1269 年法国人皮尔格瑞纳斯（Petrus Perigrinus）最先详细描述了漂浮式指南针和转轴式指南针，此外他还描述了磁石球的实验结果，这比吉尔伯特的 Terrela 实验早了 300 多年。皮尔格瑞纳斯的磁石球实验有三大发现：磁石球具有偶极特性，磁石球磁极处磁力垂直，磁极处磁力最强。

神秘的磁极和有趣的磁偏角吸引了伟大的地图学家墨卡托（Gerhard Mercator，1512～1594），他试图用大圆交汇方法确定磁极，他的研究导致了非偶极磁场的概念。

1405～1433年中国明朝郑和率领27 000多名船员，乘坐200多艘航船，先后7次航行印度洋，到达阿拉伯和东非海岸，记录了详细的磁偏角资料。

到了1492年哥伦布航行大西洋的时候，磁偏角随地而异的现象被偶然发现了。在连续两天的航行中，哥伦布怀着极大的惊恐注意到，磁针对北极星的夹角由0°变化到15°，而后又变回到0°。后来，人们根据磁偏角的梯度和当时的船速估计，这样大的偏角变化是不可信的(参看图1.38)，但是，这一记录第一次揭示了磁偏角随空间而变化的事实。

磁倾角是地磁学发展初期阶段的又一项重大发现，1544年德国纽伦堡的哈特曼(Georg Hartmann)发现了磁倾角，英国钟表匠诺尔曼(Robert Norman)制造了最早的倾角仪。偏角和倾角的测量几乎成了这一阶段地磁学的全部工作。

从公元前250年中国人发明指南针起，初期地磁学经历了大约1 800年的漫长岁月，这是地磁资料的积累阶段。古代人类虽然早就意识到地磁场的存在，但在很长一个时期内，对地磁场的观测和应用仅仅限于定向。这是因为地磁场很弱，它的强度特征和时间变化规律难以观测，更难利用。只是在测量仪器和测量方法不断改进之后，地磁场的时间变化和空间分布等一系列重要特性才被逐渐揭示出来，地磁学才得以迅速发展。

在这一时期，两件看似无关的工作同时自发地、互不相干地进行着：一个是对地球这一巨大天体的磁场进行测量(主要在海洋)，另一个是对磁石这一小小物体的磁场分布进行实验测定。然而，这两种现象一旦被理性的思维联系起来，就迸发出巨大的火花，使地磁学发生了一次革命性的飞跃，完成这一革命的是近代电学和磁学的先驱、物理学家威廉·吉尔伯特。

2. 早期地磁学

1600年，吉尔伯特(William Gilbert, 1544～1603)用拉丁文发表了他的巨著——《De Magnete》(《磁体论》或《磁石论》)，后来被译为英文《On Magnet》。全书分6卷115章，包括了吉尔伯特一生的大部分科研成果，记录了600余个实验，叙述了五种磁运动。该书第一卷论述了磁性的研究史和作者的小地球(terrella)试验；第二卷讨论电现象的试验研究结果；第三卷论述天然磁石的定向性；第四卷解释磁偏角与地理位置和高程的关系；第五卷介绍测定磁倾角的仪器及各地磁倾角的大小；第六卷第一章的标题是《论大磁体地球》。可以认为，这是第一个地磁场起源理论。在这一卷，吉尔伯特还尝试用物体的磁力解释行星运动，但不成功。

《磁体论》一书堪称物理学发展史上第一部系统阐述电磁现象的经典专

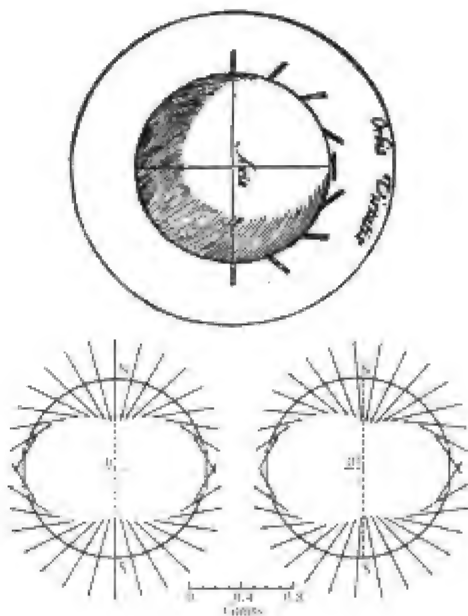


图 1.37 《磁体论》一书中关于地球表面磁场方向的图示

图中的水平线表示赤道，竖直线表示地轴，磁针的方向显示出地磁场倾角随纬度的变化。下图表示中心偶极磁场（左）和偏心偶极磁场（右）的方向和强度。

著，被意大利物理学家伽利略（Galileo Galilei，1564～1642）誉为“伟大到令人妒忌的程度”。这部奠基性科学巨著的发表标志着地磁学进入了一个新的发展阶段。这本书虽然比哥白尼的《天体运行论》(1543)晚了半个世纪，但是，比牛顿的《自然哲学的数学原理》(1687)、莱伊尔的《地质学原理》(1833)、达尔文的《物种起源》(1859)等经典著作却要早得多。吉尔伯特把分散地点的地磁偏角和倾角测量资料组织在一个统一的框架之下，描绘在一个统一的 terrella 模型之中，结果发现，地球表面磁场的分布与位于地心的一个条形磁铁所产生的磁场非常相似（图 1.37）。于是，隐藏在纷繁现象后面的规律被揭示了出来。

根据地磁场分布的这种规律性，吉尔伯特又顺理成章地向前走了一步，指出地磁场起源于地球内部的磁性，这是关于地磁场起源的第一个科学假说。

吉尔伯特的另一个重大贡献是提出用磁倾角估计地理纬度的思想，三百年后，这一想法在古地磁学中得到广泛的应用。

吉尔伯特在他的模型地球上精心勾画着地磁场图案，一直到生命的终结。而大批测量家则在浩瀚的海洋和广阔的大陆上考察着真实地磁场的分布（参看图 1.33 所示航海磁测路线）。地磁测量和地磁图编绘工作成为早期地磁学的一项主要工作，并取得了很大的进展。

地磁图不仅是大量测量数据综合表达的最好形式，而且容易从中发现地磁场空间分布的规律。此外，地磁图在航海、定向等实际应用中也十分方便。

在两次大西洋航行后，英国天文学家哈雷（Edmund Halley，1656～1742）于 1701 年编成了大西洋地磁偏角图，如图 1.38 所示（注意：当时磁偏角称做 variation，而磁倾角称做 declination）。接着，哈雷又于 1702 年编成了全球地磁偏角图（包括大西洋和印度洋的偏角资料）。这不仅是第一张世界地磁图，而且是第一张全球地球物理场等值线图，在此之前，人们只是在表格中或地图上写上测点的实际观测值而已。

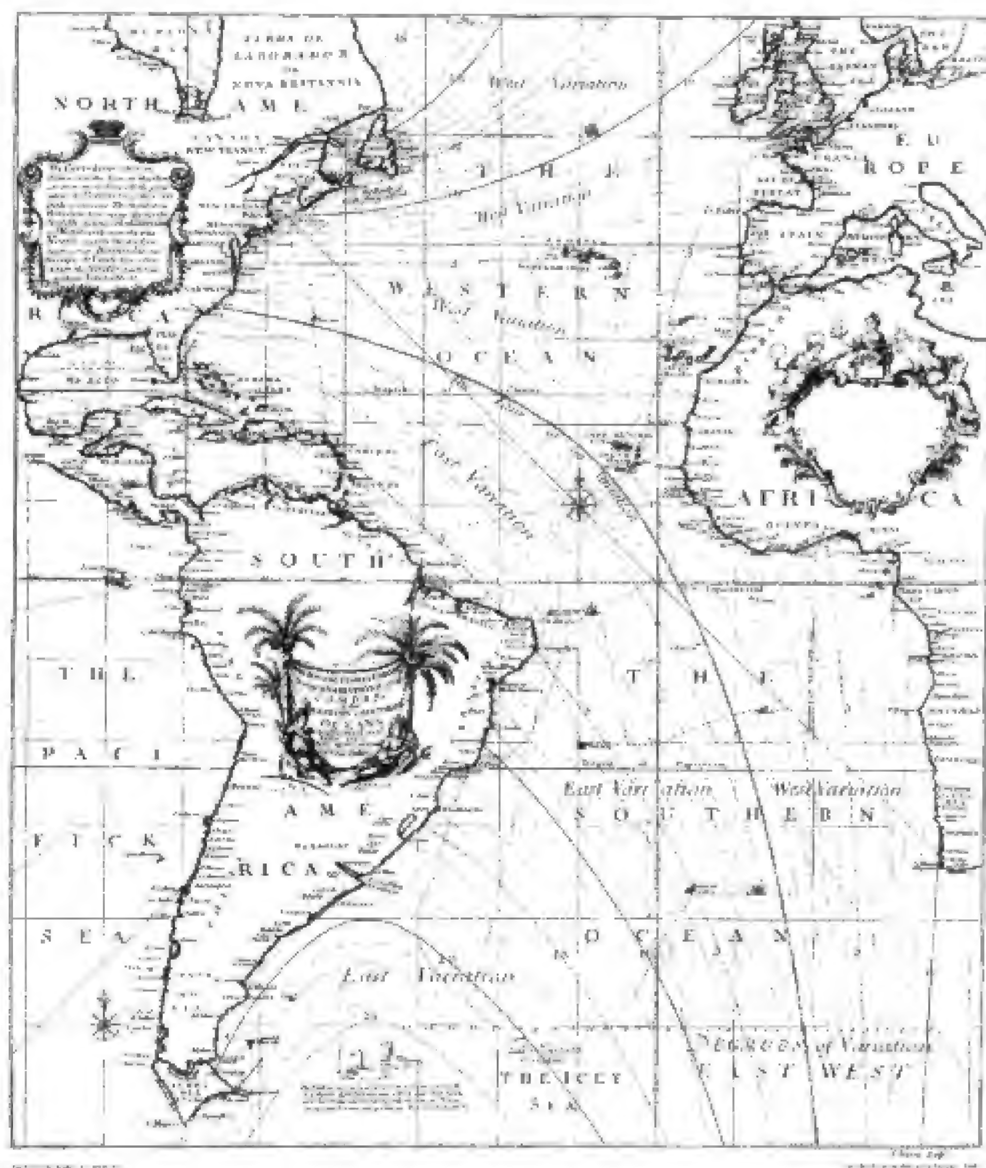


图 1.38 哈雷测绘的最早的大西洋磁偏角图(1701)

磁偏角等值线的间隔是 1°。粗线表示零偏线，它从北美洲东海岸向东延伸，横过大西洋中部，然后转折向南，北大西洋磁偏角为负(西偏)，南大西洋西部为正(东偏)，东部为负。

1721 年，英国惠斯顿(William Whiston，1667～1752)完成了英国东南部的地磁倾角图。这是汇集陆地磁测资料编成的第一张"国家地磁图"。最初的目的是想用倾角来确定经度，进而用偏角和倾角的同时测量确定船只在海洋中的地理位置。这一想法在理论上是对的，但是实际上很难实现，因为船只是运动的，而且测量精度不高。

有趣而神秘的地磁现象吸引着伟大数学家欧拉(Leonhard Euler，1707～1783)，欧拉将磁轴移开地心的做法直接产生了偏心偶极磁场模型。

又过了大约一个世纪，地磁场水平分量和总强度的等值线图才于1827年问世。就这样，人类经过两百多年的努力，完成了从零散的地磁场测量到系统的地磁图编绘的进步，奠定了现代地磁图和国际参考地磁场的基础，也为地磁学发展的第二次飞跃准备了条件。

在这一阶段，另一项重大进展是对地磁场长期变化的认识。通过定点复测，人们发现了地磁偏角的大小和方向并不是固定不变的。1622年英国天文学教授冈特(Edmund Gunter，1581～1626)在伦敦测得磁偏角为6又1/4度东，比1580年水手鲍罗夫在两英里外测到的11又1/4度东减小了五度。为了确认这一变化究竟是时间变化，还是因测量地点不同而造成的，冈特来到鲍罗夫的测点进行了仔细复测，结果表明，两地的同时测值相差不大。这表明地磁场确实经历着缓慢的长期变化。但是吉尔伯特的权威性太强了，他关于"地磁场不随时间变化"的论断干扰了冈特的自信心，使他踌躇不前，只是谨慎地指出：地磁场极有可能存在时间变化，而把继续观测的任务和发现长期变化的荣誉留给了他的继承者杰里布兰德教授(Henry Gellibrand，1597～1636)。1635年，杰里布兰德根据伦敦磁偏角继续减小的观测资料，论证了地磁场长期变化这一重要特性。

除了偏角的长期变化外，人们也发现了倾角的长期变化。由伦敦和巴黎地磁偏角和倾角的长期变化可以估计长期变化的周期约为六、七百年。哈雷认为，长期变化的主要部分可以用地磁场整体的向西移动来解释。他还假定，地球可能不是一个整体，而是由同心的内球和外壳组成，内球相对于外壳向西旋转。这是最早的地磁场长期变化假说。

除了地磁场缓慢的长期变化外，地磁场的快速变化也引起了人们的极大兴趣。1722～1723年，英国著名的仪器制造师格兰汉姆(George Graham)在他的住宅做了上千次偏角观测，这些观测是在一天当中不同时刻进行的。他注意到，一天内磁偏角测值的变化可以大到30分。为了证实偏角的快速变化，瑞典的塞尔西斯(Andreas Celsius)和希奥尔特(Hiorter)在乌珀萨拉进行了20 000多次观测，平均每天20次。1741年，他们发现，当天空出现北极光时，磁针的指向发生明显的摆动。1741年4月5日，他们与格兰汉姆分别在乌珀萨拉和伦敦两地同时进行磁场观测，发现两地磁场的扰动变化非常一致。这表明，地磁场的快速变化不是一种局地现象，而是一种大范围的，甚至是全球性的过程。

为了认识地磁场变化(包括长期变化和快速变化)的规律，必须在一些固定点上用同样的仪器进行不间断的重复观测，于是永久地磁台应运而生。最早的地磁台可以追溯到苏门答腊岛莫尔巴勒堡(Fort Marlborough)的无

磁性小屋，这是约翰・麦当劳(John Macdonald)在1794年进行地磁观测的建筑。后来，格林威治、巴黎、柏林、哥廷根地磁台相继于1818、1820、1828、1833年建立。在这些地磁台上，不仅进行磁偏角和磁倾角的观测，也进行地磁场强度的观测。

地磁场强度观测技术的突破应该归功于汉博尔特(von Humboldt)和高斯。1799～1804年，汉博尔特通过比较观测点和参考点磁针振荡周期，在秘鲁首次用震荡法测量出地磁场的相对强度，高斯则发明了更为精确的磁场强度绝对测量方法。

世界范围内多个地磁台同时进行同类观测，积累了大量的地磁资料，也不断揭示出一个又一个新的现象。丰富多彩的地磁学新发现像磁石一样，把一批批优秀的数学家、物理学家、天文学家吸引到地磁学研究领域中来，著名数学家高斯就是其中之一。新的突破正在酝酿，地磁学发展的新时期即将到来。

3. 近代地磁学

近代地磁学是与高斯(Johann Carl Friedrich Gauss，1777～1855)的名字联系在一起的。1839年，德国著名数学家高斯把球谐分析理论用于地磁场研究，奠定了近代地磁学的数学基础。

在导电性能较差的地表附近，地磁场是标量磁位函数的负梯度，位函数满足式(1.25)和(1.26)所示的拉普拉斯方程。方程的完全解可以写成内、外源两部分之和，内源场是偶极子磁场和多极子磁场之和，外源场也可以写成类似的级数。高斯用当时可以得到的资料，计算出内外源磁场，他发现，与内源场相比，外源场可以忽略不计。这表明，地磁场主要起源于地球内部。这一结论看起来与三百多年前吉尔伯特的猜想不谋而合，但高斯的结论是建立在严格的位场理论之上的，也可以说是对吉尔伯特假说的证明。

直到今天，球谐分析方法理论仍然是地磁场分析的主要方法，五年一代的世界地磁图和国际参考地磁场(IGRF)就是以球谐级数的形式表达的。由于分析局部地磁场的需要，在球谐分析的基础上陆续出现了矩谐分析、冠谐分析、柱谐分析等方法，但是，从总体上来看，关于地磁场分布的数学描述水平一直没有超过高斯。

在这一阶段的后期，查普曼(Sydney Chapman，1888～1970)和巴特尔斯(Julius Bartels，1899～1964)合写的经典著作《地磁学》(《Geomagnetism》)一书于1940年出版了。这部两卷本巨著总结了一百多年来地磁场观测和地磁学研究的成果，用近代物理学的观点说明地磁现象、解释地磁场起源、探讨地磁场变化与太阳活动的关系。应该特别指出的是，人们已经不再把地磁

场看作仅仅是固体地球范围内的现象，地磁学家越来越关注地磁场对人类生存环境的影响和作用，把地磁场在地球周围的分布当作地磁学重要的课题加以研究。20 年后人造卫星观测发现的太阳风、磁层、环电流等空间物理现象，在这部著作中都有惊人准确的预言和描述。

从地磁学发展初期开始，人们就不断探讨着地磁场起源的问题，对这个科学难题的认识在这一个阶段有了重大进展。吉尔伯特的“大磁铁”假说已成为过去，只出现在教科书的历史回顾中，各种新的地磁起源假说雨后春笋般地争奇斗妍：旋转磁效应、旋转电荷效应、霍尔效应、磁暴感应、压磁效应……这是地磁起源理论“百家争鸣”的辉煌时代。这种众说纷纭的局面一直持续到地球液态外核的发现才发生了根本性的改变。

1926 年，英国地震学家杰弗瑞斯(Sir Harold Jeffreys)宣称：“根据地震横波不能在液体中传播的特性，可以推断，地表 2 900 km 以下的地球外核呈流体状态。”地震学、地热学、重力学和地球化学对地球内部物质、密度和温度分布的研究告诉我们，地核物质密度超过 10 g/cm^3，估计主要由铁、镍等重金属元素组成，地核压力可以达到 200 GPa(200 万大气压)，温度高达 4 000～6 000 K。在这样的高温高压条件下，外核物质不再是普通的流体，而是一种电导率极高的等离子体，这为电流和磁场的产生准备了理想的物理条件。终于，在 1939 年，美国的埃尔萨塞尔(W. M. Elsasser)提出了地磁场起源的发电机假说。

在这一时期，地磁学的另一个重要分支——电磁感应理论——也取得了重大进展，这是一个应用前景极为广阔的领域。根据天然电磁场在地球内部的电磁感应原理，20 世纪 50 年代初，苏联的吉洪诺夫(A. H. Tihonov)和法国的卡尼亚尔(L. Cagniard)提出了大地电磁测深方法。通过观测地表不同周期的变化电磁场，分析它们的振幅和相位关系，推断地下不同深度处的电导率。这种方法很快成为研究地球内部结构的重要地磁手段。

“上穷碧落下黄泉”，地磁学家不仅探讨着地磁场的深部起源和地球内部的性质，而且也在考察着地磁场的变化与太阳活动、高空现象之间的联系。与太阳黑子 11 年周期相伴随的地磁活动周期变化、太阳耀斑与磁暴的相关性、极光发生时高纬磁场的剧烈扰动、地磁场对高能宇宙线的影响……所有这些自然界的奥秘激发人们的一种愿望：飞出地球去，从宇宙空间观察和认识地球！

4. 现代地磁学

1957 年 10 月 4 日，苏联第一颗人造地球卫星 Sputnik 发射升天，宣告

人类进入空间时代，地磁学也步入了它的现代发展阶段。美国紧随其后，于1958年1月31日发射了探险者1号(Explore-1)卫星，1966年2月17日法国发射了调音1A号(Diapason-1A)卫星，中国于1970年4月24日发射东方红1号成功。

人类终于摆脱了地表的束缚走向太空。过去人们只能在地球表面这个二维空间进行地磁场的测量，最多只能在近地大气层借助飞机和气球进行低空地磁探测。而现在人们可以从地球以外来观测我们居住的星体，对地球周围磁场的分布和变化可以进行现场观测和研究。过去要花费大量人力和几年、十几年，甚至几十年的时间才能完成的全球地磁测量，现在用磁测卫星只需几天就可以得到精度更高，覆盖面更广的结果。过去认为是真空状态的太空，实际上存在着各种各样的物质，发生着极其复杂的物理过程，有些甚至决定着我们人类的命运。空间探测不仅证实了早先地磁观测所预言的电离层电流、场向电流、赤道环电流和磁层的存在，而且发现了地球内外辐射带、等离子体层、太阳风和行星际磁场等一系列重要现象。地磁场向空间的扩展也不像原来设想的那样，以距离立方反比的规律向外减小，而是终止在磁层顶。以地磁学为生长点的新学科——空间物理学蓬勃发展着。

空间飞船对太阳及太阳系其他行星的磁场结构进行了探测，大大加深了人们对天体磁场和宇宙磁场普遍性的认识，也促进了人们对地磁场起源和时空特性的研究。

这个时期固体地球科学发生了一场重大的革命——描述全球构造的板块理论诞生了，而地磁学是这一全新地球观的主要支柱之一。地磁学研究告诉人们，岩石形成时，以剩余磁性的方式"记录"下了当时地磁场的方向和强度，通过研究不同地质年代岩石样品的剩磁，发现地磁场曾经发生过多次倒转，不同的大陆和海洋板块曾经有过，并且还在继续着大规模的水平漂移运动。地磁场倒转和长期变化否定了吉尔伯特关于地磁场不变化的假设，也否定了旋转地球生磁的假说。

在这一时期，特别是20世纪90年代以来，地球发电机理论的研究取得了重大的进展。这一进展有赖于等离子体物理学和计算机技术的发展，也有赖于人们对地球内部认识的深入。人们根据对地球内部物理状态的认识以及地磁场观测数据，对接近地球真实情况的模型(特别是流体外核模型)进行了三维磁流体力学模拟，重现了地磁场空间结构和时间演化的一系列重要特性，如地磁场的优势偶极子场结构、地磁极移动和极性倒转，非偶极子场西漂等等，并且预言内核相对地幔旋转较快。地磁场起源的发电机理论的研究成为地磁学研究中最富有挑战性的课题，美、英、日、德、中、俄等国学者正在努力

攻克着爱因斯坦称做“五大物理学难题”之一的地磁场起源问题。

经过上述四个阶段的发展，地磁学极大地进步了。从这里我们可以追溯科学发展的轨迹，看到每一阶段的发展都为下一阶段准备了条件，正是在观测资料的积累和各别现象的研究中酝酿着重大突破。同时我们也看到，不同学科的交叉和结合是如何孕育出新的科学思想的。

二、地磁学发展史的启示

地磁学在20世纪的发展是惊人的，但是，我们也看到，地磁学中的一些重大的基础性问题仍然没有最后解决，如地磁场起源及其长期变化的物理机制、地质年代地磁场的倒转的规律及其与地球演化的关系、空间电磁环境的预报等等。一些原来认为已成定论的东西不断被新的观测事实所修正或否定。例如，磁暴起源于太阳耀斑爆发这一曾经被广泛接受的结论，近年被证明并不准确，日冕物质抛射才是磁暴产生的真正原因。地磁场“急变”现象也对地球深部电导率的估计提出严重挑战。所有这些都说明，地磁学虽然是一门古老的学科，但是还远未成熟。

与天文学和生物学发展所经历的一波三折相比，地磁学要算是非常幸运的了，既没有宗教裁判所的阻挠迫害，又没有人类至上主义者的干预。它的理论在发展，它的观测结果不断地用于定向、航海和探矿，推动着人类社会的前进。

科学史上经常有这样的情况：个别或少数的科学先驱在归纳总结前人成果的基础上，用不完备的观测资料，经过理论思维，提出一种观点，得到一个结论（假说、猜想、推断），尽管不完善，甚至十分粗糙，但它奠定了一个基础，指出了一条道路，构造了一个框架，甚至开辟了一门新的学科。在这位开创性科学家之后，大量的研究工作沿着这条道路进行下去，以更丰富的资料、更精细的分析、更严格的论证去进一步证实、修正和完善该理论。这样的科学先驱是十分幸运的。在地磁学中，吉尔伯特和斯图尔特就是这样的幸运者。

吉尔伯特在1600年提出的地磁场理论成为以后四百年地磁学发展的基础。斯图尔特(Balfour Stewart)在1882年提出的大气发电机设想同样为后来一百年的变化磁场研究开辟了道路。斯图尔特认为，地磁场日变化主要是由高层大气中的电流产生的。当导电空气在地磁场中进行对流运动时，会产生电动势和电流，从而引起地磁场的变化。随后，舒斯特大大发展了这一理论，将其描述得更为确定(Schuster，1889，1907)。他采用了高斯的

球谐分析方法，研究了孟买、里斯本、格林威治和彼德堡四个地磁台1870年的资料，得到了地磁场日变化的内源和外源部分，证明斯图尔特的推论是正确的。之后，范比梅仑对太阴日变化做了同样的分析研究，进一步肯定了斯图尔特的结论(van Bemmelen，1913)。

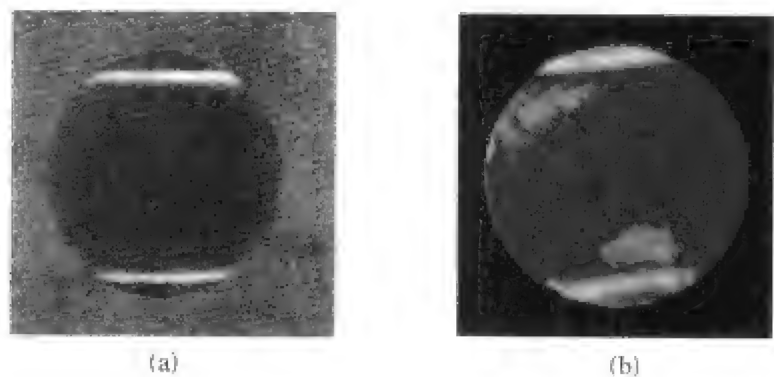
但是，新的科学发现和天才的科学思维闪光有时也会经历曲折的道路。经常有这样的情况：科学先驱新思想的重要意义不为当时的科学界所理解，往往在闪现一下之后就沉寂了。直到若干年后，更多的观测事实和理论研究使之复活，才显示出其伟大的价值和深远的意义。

19世纪中，德莱斯(A. Delesse，1849)和梅洛尼(M. Melloni，1853)分别对岩石天然剩磁的方向进行了研究，发现这些近代熔岩是沿着地磁场方向磁化的。根据这一事实和岩石样品的加热实验，梅洛尼提出岩石磁性的热剩磁起源。1899年福尔盖赖特(G. Folgheraiter)把这一研究扩展到测定古陶器和古砖的天然剩磁，开始了考古地磁研究。但是，当达维德(P. David，1904)、布容(B. Brunhes，1906)和梅康通(P. L. Mercanton，1926)根据地质时期熔岩流中的反向磁化现象大胆提出"地磁场倒转"的假设时，一时并未引起人们的注意。直到30年后，这一重要的思想才被海底条带状磁异常所证实，并且成为海底扩张、大陆漂移、板块构造理论的两大支柱之一。

还有更不幸的情况：一个新的观念或新的学说受到当时权威学者的反对，其经历则更为艰难。魏格纳(Alfred Lothar Wegener，1880～1930)的大陆漂移学说在提出的当时就遭到反对，之后，一直沉默了半个世纪，才以全球构造的形式复活。在地磁学中，伯克兰关于"场向电流"假说的遭遇也是一个典型的例子，幸运女神在向他投下匆匆一瞥之后就离去了。

1908年，挪威地球物理学家伯克兰(Kristian Birkeland，1867～1917)将"阴极射线"(电子束)射向一个磁化小球(terrella)，他注意到，电子集中流向小球极区，在极区的荧光涂层上观测到类似天然极光的现象(图1.39(a))，伯克兰的实验与现代卫星观测结果相当一致(图1.39(b))。伯克兰认为，天然极光是太阳发射的电子冲击大气的结果。在这些实验的基础上，他进一步提出一个大胆的假设：空间带电粒子可以沿着地磁场磁力线的方向进入高纬度大气层，产生极光，同时电子携带的电流会引起极区地磁场扰动(现在称之为亚暴)，伯克兰的电流模型与根据卫星观测得到的现代场向电流模型基本吻合(图1.40(a)、(b))。伯克兰求教于他的老师，法国著名数学家庞加莱(Jules Henri Poincaré，1854～1912)，庞加莱求解了孤立磁极附近带电粒子的运动，结果显示，带电粒子绕磁力线作螺旋运动，并且被推离强磁场区。他的朋友，数学家司笃姆(Carl Stoermer)终生孜孜以求，对偶

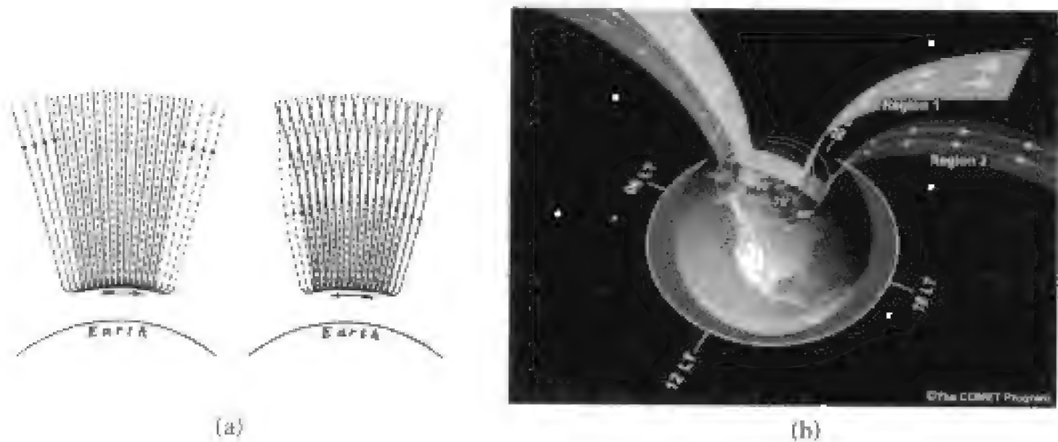
极磁场中带电粒子的运动轨迹进行了大量计算，虽然从未得到完全解，但是他计算了大量粒子轨迹，并且区分出粒子可以进入的“准飞区”和不能进入的“禁飞区”两类区域。



(a) (b)

图 1.39 伯克兰对场向电流的研究

(a) 伯克兰的极光实验结果，极光出现在南北高纬度带中；
(b) 现代卫星拍摄的极光卵照片。



(a) (b)

图 1.40 伯克兰的场向电流模型

(a) 伯克兰提出的两种场向电流模型；(b) 现代场向电流模型示意图。

但是，如此重要的一个思想在伯克兰死后就沉默了。几十年后，年轻的瑞典科学家阿尔文(Hannes Alfven，1908～1995，1970 年获诺贝尔物理学奖)重新论证伯克兰理论，与当时已经发展得相当成熟的“电离层等效电流体系”理论展开了论战。这一论战是艰苦的，因为在斯图尔特、舒斯特、范比梅仑之后，查普曼的集大成性质的研究工作，使“等效电流理论”得到充分的发展和完善，似乎可以用它完美地解释和描述一切变化磁场现象。阿尔文对伯克兰场向电流的论证最多是一种理论推想，对于解释已知的变化磁场现象来说，似乎是“多余”的。至于真正的场向电流是否存在，究竟分布在何

处，因为没有空间现场观测，谁也说不清楚。当时领导地磁学的学术权威是英国查普曼，他对北欧学者的观点持反对态度。

直到上世纪70年代，卫星观测证实了场向电流确实存在，才结束了这场持续了40年之久的争论。

事实上，对场向电流的认识也不是一蹴而就的。1966年，美国低高度极轨卫星观测到一种"横向磁扰"（即与磁力线垂直的一种磁场扰动），但是当时并没有立即意识到这就是场向电流的效应。第二年，卡明斯和戴斯勒（Cummings and Dessler，1967）指出这种变化与场向电流有关。1969年，伯克兰的支持者Schield，Dessler和Freeman提出一个非常详细的理论，论证电流来自空间，并名之为"伯克兰电流"，他们还预言了2区场向电流的存在。但是日本地磁学家福岛直（Naoshi Fukushima）于同年提出著名的"Fukushima定理"，暗示地面地磁观测"看不到"场向电流。此后，又经过近10年的观测研究，最后才弄清了1区和2区场向电流的形态学特点（Iijima and Potemra，1976，1978）。其中，1973年美国海军导航卫星"三和弦"（Triad）的三轴磁场观测资料起了关键作用。三和弦卫星是一颗低极轨卫星，当它穿过场向电流片时，横向磁场方向急剧旋转180度，而强度几乎不变。在该仪器设计者兹姆达（Alfred Zmuda）和阿姆斯特朗（James Armstrong）的论文中，收集和总结了有关场向电流片的大量资料。很可惜，当这篇重要论文于1974年发表时，两位作者已经去世了。

现在，人们认识到，场向电流不仅是引起极区地磁场变化的最重要的原因，而且，在磁层-电离层耦合，极光粒子沉降，磁层等离子体波的激发与传播中起重要的作用。

在地磁科学发展史上，机遇也是一个重要因素。典型的例子是地球辐射带的发现（Van Allen，1983）。辐射带的发现是卫星探空的第一个重大发现，发现者范艾伦（Van Allen，1914～2006）因此被誉为"空间物理之父"。

1958年1月美国第一颗人造卫星Explorer-1上安装了盖革计数器，原目的是测量宇宙线。由于没有记录器，只有当卫星过境时，地面接收站才能得到实时资料。卫星在几百公里的低高度得到的观测值与预期值接近，但高高度（>2 000 km）的观测值却意外地变为零。不可想象，在高高度处居然没有宇宙线！1958年3月初Explorer-2发射失败，1958年3月底Explorer-3上首次安装了磁带记录器（每秒128次），可以储存整个轨道上的测值，这才使Van Allen认识到，高处的零计数不是盖革计数器故障所致，而是辐射量超过饱和阈值而使计数器复位为零的结果。这是对"不完整"资料解释的一个成功范例。图1.41(a)是Van Allen用来发现辐射带的

一段记录，图 1.41(b)是盖革计数器实验室标定结果。图 1.41(b)清楚显示，当粒子通量超过 $10^4\ s^{-1}$时，计数急剧下降，在约 $10^5\ s^{-1}$附近，计数降为零。当我们把图 1.41(a)中的“零计数”段“恢复”为它应有的高值时(在无屏蔽情况下$\geqslant 10^5\ s^{-1}$)，立刻得到一个重要的结论：在地球周围一定范围内，存在着被地磁场捕获的高能带电粒子密集区，这就是辐射带。

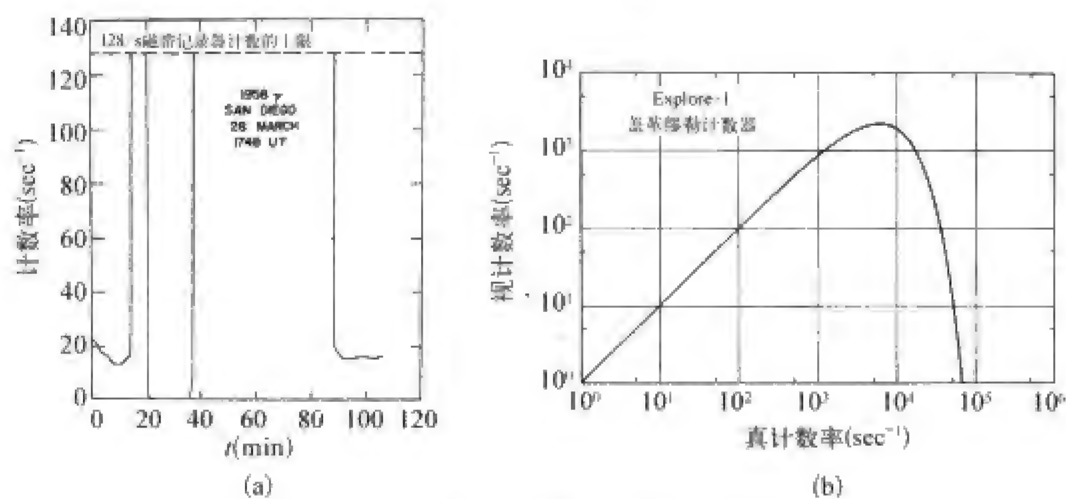


图 1.41 盖革计数器对宇宙线的测量

(a) 美国 Explore-3 卫星飞过辐射带时，星载盖革计数器的一段记录。在解释资料时，需将“零计数”段“恢复”为它应有的高值；(b) 盖革计数器实验室标定结果，证明粒子通量太大时，计数器计数为零。

而苏联科学家就没有这么幸运了。事实上，早在 1957 年 11 月，苏联第二颗卫星 Sputnik-2 就携带着两套盖革计数器，但是很不凑巧，卫星飞过苏联地面接收站时是近地点，低于辐射带；高高度测量虽然在澳大利亚记录到了，但因为没有合作关系而无法解码。使得苏联科学家与辐射带的发现失之交臂。

当科学研究只是科学家的自发行为或个人爱好的时候，探索自然奥秘的冲动是科学研究的基本动力，此时的科研方向和成就往往是分散的和随机的。只有人类社会的需求才是科学发展的真正永恒动力，并对科学研究有一种“导向”作用。测向和航海的需要推动了磁场测量和地磁图编绘工作，矿产资源探查的需要刺激了地磁异常正反演理论的研究，空间飞行则不断地向空间物理学和空间天气预报提出新的课题。

人类对自然规律的探索是另一种强烈的社会需求。地磁场是如何产生的？地球以外的磁场是什么样子？等等，最初只是理论家们关心的事，但是，这些理论问题的探讨极大地丰富着全人类的知识宝库，最终服务于社会的发展。

三、地磁学中需要进一步研究的若干问题

作为一门发展中的学科，地磁学有一系列问题有待深入研究和探讨：

1. 地磁场起源

目前被广泛接受的地核磁流体发电机理论，借助于大型计算机，已经可以解释地磁场的许多重要特性，可以形象地模拟地磁场的变化，甚至描绘地磁场倒转的全过程。但是，作为这一理论基础的地核状态参数，我们知道的并不是非常清楚。这就给地球发电机理论带来许多困难和不确定性。地核的不可到达性使我们只能主要依靠地表附近和空间的观测资料和实验室内的模拟实验去推断地核中的状态和过程。由观测资料反演物理过程的不确定性造成了多解的问题，小尺度实验和行星尺度过程之间可能有本质的区别，有些问题不是简单的相似性原理可以说明的。这些问题的解决，有赖于理论、测量、计算技术的进一步发展和有机的配合。

2. 地核磁场与地壳长波长磁场的分离

前面我们说过，在地面观测的磁场中，包含着起源于地核的主磁场和起源于地壳的局部异常磁场。虽然一般来说，地核场的空间尺度大，而地壳场的空间尺度小，但是二者没有明确的界线，地壳场中也包含有行星尺度的异常场成分。在地磁场的高斯级数表达式中，通常取 $n \leqslant 10$ 或 $n \leqslant 13$ 的项作为地核场，其余高阶项作为地壳异常场。这种划分虽然有一定的物理根据，但也存在明显的缺陷。这两种磁场成分不能完全分离的困难既影响主磁场形态及其起源的研究，也影响地壳异常场的准确划定和场源特征的研究，是一个亟待解决的重要问题。

3. 地球内部的电磁性质

电磁测深技术是研究地球内部电磁性质的主要手段，对一维和二维问题已有深入的研究和重大进展，但是，三维电导率成像技术还远远没有地震成像技术那样成熟。非均匀、各向异性介质的反演理论还处于初级阶段。探测的深度越深，所需电磁波的周期越长，但天然电磁场的能谱范围和强度是有限的，很难满足深部（如下地幔和地核）电性探测对极长周期成分的要求，而这样的长周期电磁波几乎不可能用人工的办法去产生。地幔电导率认识不清楚，就不可能由地表磁测准确地推断核幔界面的磁场分布和流动图案。

4. 日地能量耦合及其地磁诊断

太阳风不断地向磁层-电离层-中性大气系统输入能量、动量和物质，引

起地球空间环境发生一系列扰动和变化，特别是磁暴和亚暴等灾害性事件。经过几十年的空间探测研究，人们对近地空间各个区域的结构和过程有了较多的认识，科学家正在努力把各个区域联系起来，构成一个统一的系统，研究系统各部分之间的能量、动量、质量的耦合关系，认识日地空间系统的整体行为，建立各种过程的定量关系，形成日地空间的统一模型。为此，必须把空间探测和地面观测有机地结合起来，对各个区域之间的边界层及其中发生的过程进行仔细探测和深入研究。在此，地面的和空间的地磁场测量和研究是一个十分重要的方面。

5. 空间电磁环境监测和空间天气预报

为了开发和利用丰富的空间资源、保障空间飞行的安全可靠，必须在认识空间环境规律的基础上，对其作出诊断和预报。对空间活动影响最大的事件是磁暴和亚暴，人们对此已经进行了深入的研究，积累了大量的资料。但是，要像天气预报那样，对空间天气进行较准确的实时预报，还要走很长的路。这正是当前地磁学和空间物理学关注的焦点。这一目标的实现有赖于观测、理论和计算技术等的发展和有机结合。

6. 地磁生物学

地球生物圈是在地磁场环境中形成和发展的，如果没有地磁场对高能、高温、高速的太阳风的屏蔽，地球生物界可能是另一个样子，甚至完全不可能产生。所以，研究地磁场对人体和生物的影响，发展生物地磁学是非常有意义的。在磁暴对人体功能的影响、磁暴与疾病的关系等方面已经有丰富的研究结果，磁场在种子培育、水的处理、疾病治疗等方面的应用已进行过各种试验，地质史期磁场倒转与生物大量灭绝的相关性也有不少讨论。地磁生物学也许将成为一门很有前景的边缘学科。

7. 地磁场、地球系统与全球变化

环境、资源、人口和自然灾害等重大的全球性问题给科学家提出一个课题：全球变化的规律是什么？决定整个地球系统行为的因素是什么？组成地球系统的各个圈层、各个部分是如何相互作用的？这些问题关系到地球的可居住性和人类社会可持续发展，是地球科学共同面临的问题，这也是地磁学的一个基本课题。在决定全球变化的各种地球物理场中，地磁场是不可忽视的，地磁场的变化与气候变化、全球构造运动有密切的关系。科学的发展已经到了从整体上认识和把握地球系统的时候了。

8. 地磁学在生产和军事中的应用

用磁测方法找矿已有三百多年的发展历史，各种电磁方法已成为重要的资源探查手段。人类认识地球内部结构的最终目的是为了造福于人类。

因此，发展电磁探测理论，提高解释的精度和可靠性，开创新的途径，是地磁学的重要任务。

地磁场在定位和导航中的应用正在引起民用部门和军事部门的重视。全球定位系统 GPS 不是万能的，人们正在开辟新的途径，把地磁场、重力场等地球固有的物理场作为可能用于定位导航的参考系。

9. 地磁学与其他学科的交叉与综合

地磁学的发展总是与其他学科的发展相伴随的。地磁学得益于物理、天文、地震等学科的例子不胜枚举，反之亦然。每一次新原理、新方法、新技术的引入都给地磁学带来一次革命。数学家高斯的球谐分析理论使地磁学进入了它的近代发展期；地震学关于外地核呈流体状态的结论使地磁场找到了它的发源地；太阳磁场的发电机理论"移植"到地磁场即成为地球发电机理论；质子自旋特性的应用诞生了高精度的质子旋进磁力仪，并使地磁测量仪器从光学和机械式跃进到电子仪器；塞曼效应、低温超导的应用产生了更高精度的光泵磁力仪和超导磁力仪，大大促进了地磁学，特别是古地磁学和生物磁学的发展；卫星磁测彻底改变了传统磁测的格局。至于计算机技术更是地磁学理论发展和各种正反演计算的决定性条件。在今后的发展中，地磁学更加依赖于高科技的应用，更应该与其他学科紧密结合。

10. 大力发展地磁观测，重视地磁资料的积累

地磁学是一门观测科学，没有大量的、长期的、连续的资料，地磁研究就是无源之水，无本之木。所以，应该重视地磁台站、地磁复测点的常规观测，加强海洋磁测、航空磁测和卫星磁测的联合观测研究。地磁场的全球特性要求发展全球观测台网，这也是各国地磁学家关心的问题。

地磁学将在不断解决新的问题中得到发展，并造福于人类。

参 考 文 献

Achache J, Yves C, Unal G. The French program of Circumterrestrial Magnetic Surveys using stratospheric balloons[J]. EOS Trans. AGU, 1991, 72: 97-101.

Akasofu S I, Chapman S. Solar-Terrestrial Physics[M]. Oxford: Clarendon Press, 1972.

Akasofu S I. Physics of Magnetospheric Substorms[M]. Dordrecht: D. Reidel Publishing Company, 1977.

Barraclough D R. Spherical harmonic models of the geomagnetic field[J]. Geomagnetic Bulletin, 1978, 8: 1-62.

Campbell W H. Introduction to Geomagnetic Fields[M]. New York: Cambridge University Press, 1997.

Chapman S, Bartels J. Geomagnetism[M]. Oxford: Clarendon Press, 1940.

Cohen Y, Menvielle M, LeMouel J L. Magnetic Measurements aboard a stratospheric balloon[J]. Phys. Earth Plan. Int., 1986, 44: 348-357.

Cravens T E. Physics of solar system[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1997.

Dubrov A P. The Geomagnetic Field and Life: Geomagnetobiology[M]. New York and London: Plenum Press, 1978.

Egeland A, Holter ø, Omholt A. Cosmical Geophysics[M]. Oslo: Universitetsforlaget, 1973.

Giraud A, Petit M. Ionospheric techniques and phenomena[M]. Holland,USA, England: D. Reidel Publishing Company, 1978.

Glatzmair G A, Roberts P H. A three-dimentional convective dynamo solution with rotating and finitely conducting inner core and mantle[J]. Phys. Earth Plant. Inter. 1995a, 91(1): 63-75.

Glatzmair G A, Roberts P H. A three-dimentional self-consistent computer simulation of geomagnetic field reversal[J]. Nature,1995b, 377: 203-209.

Glatzmair G A, Roberts P H. Rotation and magnetism of Earth's inner core[J]. Science, 1996, 274: 1887-1891.

Hargreaves J K. The Upper Atmosphere and Solar-Terrestrial Relations[M]. New York: Van Nostrand Reinhold Company, 1979.

Iijima T, Potemra T A. The amplitude distribution of field-aligned currents at northern high latitudes observed by TRIAD[J]. J. Geophys. Res., 1976, 81: 2165.

Iijima T, Potemra T A. Large-scale characteristics of field-aligned currents associated with Rubstorms[J]. J. Geophys. Res., 1978, 83: 599.

Jackson J D. Classical Electrodynamics[M]. New York, London, Sydney, Toronto: John Wiley & Sons, Inc., 1975.

Jacobs J A. The Earth's Core and Geomagnetism[M]. New York: Pergamon Press, 1963.

Jacobs J A. Reversals of the Earth's Magnetic Field[M]. Bristol: Adam Higer Ltd, 1984.

Jacobs J A. Geomagnetism[M]. USA: Academic Press, vol.1, 1987.

Jacobs J A. Geomagnetism[M]. USA: Academic Press, vol.2, 1987.

Jacobs J A. Geomagnetism[M]. USA: Academic Press, vol.3, 1989.

Jacobs J A. Geomagnetism[M]. USA: Academic Press, vol.4, 1991.

Jankowski J, Sucksdorff C. Guide for magnetic measurements and observatory practice [M]. IAGA, 1996.

James A, Van Allen. Origions of Magnetospheric Physics [M]. Washington D C: Smithsonian Institution Press, 1983. 49-84.

Kamide Y, Chian A. Handbook of the solar-terrestrial environment [M]. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 2007.

Kan J R, Potemra T A, Kokubun S, Iijima T. Magnetospheric Substorms [M]. Washington D C: American Geophysical Union, 1991.

Kivelson M G, Russell C T. Introduction to Space Physics[M]. New York: Cambridge University Press, 1995.

Krall N A, Trivelpiece A W. Principles of Plasma Physics[M]. New York: McGraw-Hill Book Company, 1973.

Lui A T Y. Magnetotail Physics [M]. Baltimore and London: The Johns Hopkins University Press, 1987.

Matsushita S, Campbell W H. Physics of Geomagnetic Phenomena [M]. New York: Academic Press, 1967.

Merrill R T, McElhinny M W, McFadden F L. The Magnetic Field of the Earth, Paleomagnetism, the Core, and the Deep Mantle [M]. New York: Academic Press, 1996.

Parkinson W D. Introduction to Geomagnetism [M]. Edinburgh and London: Scottish Academic Press, 1983.

Parker E N. Cosmical Magnetic Fields: Their Origin and Their Activity[M]. Clarendon Press, 1979.

Parks G K. Physics of Space Plasma [M]. California: Addison-Wesley Publishing Company, 1991.

Prolss G W. Physics of the Earth's space environment: An introduction [M]. Springer, 2004.

Rikitake T. Electromagnetism and Earth's Interior [M]. Elsevier Publishing Company, 1966.

Russell C T, Southwood D J. The IMS Source Book: Guide to the International Magnetospheric Study Data Analysis[M]. AGU: Washington D. C., 1982.

Sabaka T J, Olsen N, Langel R A. A Comprehensive Model of the quiet-time near-earth magnetic field: Phase 3[J]. Geophys. J. Int., 2002,151: 32-68.

Strangway D W. History of the Earth's magnetic Field[M]. Toronto: McGraw-Hill Book Company, 1970.

Tohyama F Y, Takahashi T. Observation of the geomagnetic field by polar patrol balloon [J]. J. Solar Terr. Env. Res. Japan, 1992, 16: 60.

Tsurutani B T, Gonzalez W D, Lakhina G S, Alex S. The extreme magnetic storm of 1-2 September 1859 [J]. J. Geophys. Res., 2003, 108 (A7), 1268, doi: 10.1029/2002 JA009504.

van Bemmelen W. Die lunare variation des erdmagnetismus[J]. Meteorol. Z.,1912, 29: 218-225.

Xu Wen-Yao, Guo-Hui Xia, Zhen-Chang An, Geng-Xiong Chen, Feng-Yu Zhang, Yue-Hua Wang, Yu-Gang Tian, Zi-Gang Wei, Shi-Zhuang Ma, Hong-Fei Chen. Magnetic survey and China GRF 2000[J]. Earth Planets Space, 2003, 55(4): 215-217.

Zhu R X, Tschu K K. Studies on paleomagnetism and reversals of geomagnetic field in

China[M]. Beijing: Science Press.

Zmuda A J, Armstrong J C. The diurnal flow pattern of field-aligned currents[J]. J. Geophys. Res., 1974, 79: 4611.

安振昌,王月华. 1900—2000年非偶极子磁场的全球变化[J].球物理学报,1999, 42(2): 169-177.

白武明.地球动力学[M].北京:地震出版社,2003.

傅承义,陈运泰,祁贵仲. 地球物理学基础[M]. 北京:科学出版社,1985.

胡文瑞,林元章,吴林襄. 太阳耀斑[M]. 北京:科学出版社,1983.

胡文瑞,赵学溥. 太阳十讲[M]. 北京:科学出版社,1987.

胡友秋. 电磁学[M]. 北京:高等教育出版社,1994.

贾普曼 S.地磁学概要[M].陈志强译.北京:地质出版社,1958.

康寿万,陈雁萍. 等离子体物理学手册[M]. 北京:科学出版社,1981.

刘振兴. 太空物理学[M]. 哈尔滨:哈尔滨工业大学出版社,2005.

赛纳 L A. 物理学单位[M]. 嵇储凤,卞文钧译. 北京:科学技术出版社,1957.

滕吉文.固体地球物理学概论[M].北京:地震出版社,2003.

涂传诒等.日地空间物理学[M].北京:科学出版社,1988.

瓦奎尔 V. 海底地磁学[M]. 于联生,杜曾荫,吴铭先译. 北京:科学出版社,1984.

王妙月.勘探地球物理学[M].北京:地震出版社,2003.

王水,李罗权. 磁场重联[M]. 合肥:安徽教育出版社,1999.

徐文耀. 地球磁场的物理问题[J]. 物理,2004, 33(8): 473-479.

徐文耀.地磁学发展史的启示[J].自然杂志,2006,28(6): 349-351.

杨诺夫斯基.地磁学(上)[M].陈志强等译.北京:地质出版社,1959.

杨诺夫斯基.地磁学(下)[M].陈志强等译.北京:中国工业出版社,1963.

杨诺夫斯基. 地磁学[M]. 刘洪学,周瑰秀译. 北京:地质出版社,1982.

赵九章. 高空大气物理学(上册)[M]. 北京:科学出版社,1965.

朱岗崑.古地磁学——基础,原理,方法,成果与应用[M].北京:科学出版社,2005.

庄洪春. 空间电学[M]. 北京:科学出版社,1995.

第二章　地球主磁场形态学

第一节　主磁场的拓扑结构

一、主磁场的物理定义和工作定义

主磁场(main magnetic field)是地球磁场中最主要的部分,按全球平均来说,主磁场约占总磁场的95%。

在不同的场合下,主磁场的定义略有不同。在地磁场起源的研究中,主磁场是指地核产生的磁场部分,这也是主磁场本来的物理定义,所以主磁场也叫地核磁场。但是,在实际磁测资料的分析研究中,由于地壳磁性岩石产生的局部异常磁场与地核场叠加在一起,特别是起源于地壳的长波地磁场异常与地核场不容易完全分离,因此,常常把实际磁测资料在一定空间范围内进行平均,以消除小尺度局部地磁异常场。此外,还要对不同时间的磁测资料进行通化和平均,以消除外源变化场磁的影响,并归算到某一特定的时刻,这是主磁场的工作定义。尽管这样做并不能达到完全消除非地核磁场的目的,但是,这毕竟是一个便于实际操作的定义。习惯上,进行平均的时间间隔是一年,空间面积是10^6 km^2。

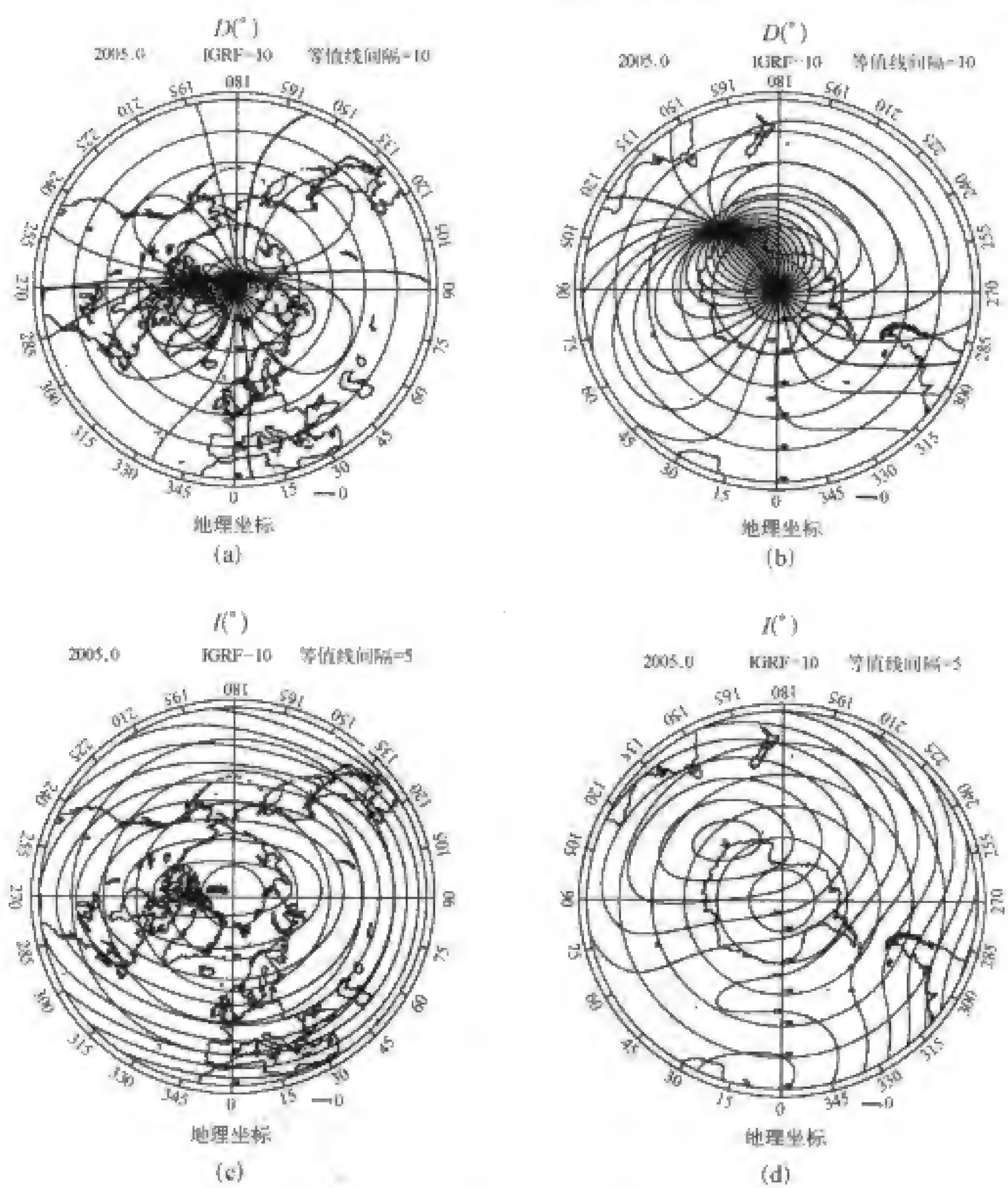
二、主磁场的表示方法

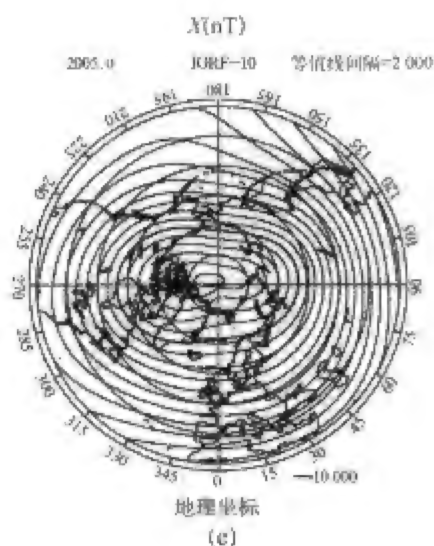
表示地磁场空间分布的方法通常有表格、图形和函数三种方法。

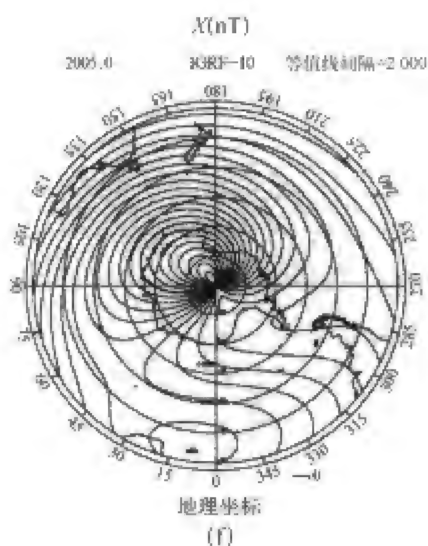
数据表格是主磁场基本资料的明细表达形式,通常包括原始测量数据和通化值两部分内容。在原始数据中应包括进行磁测的时间、地点(经纬度和高程)以及地磁要素的实测值,此外,还应包括必要的说明和注释。由于

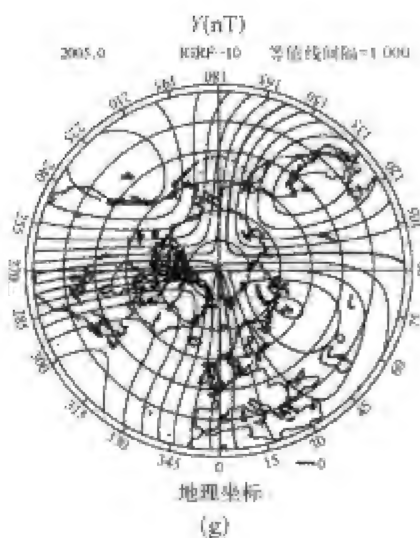
全球地磁测量是在不同时间，用不同类型和型号的仪器完成的，所测地磁要素和精度也不尽相同，为了用这些资料编制主磁场分布图，首先应该对磁场实测值进行必要的归算，将磁场测量值经过日变化、季节变化、长期变化等改正，归算到某一年代元月一日零时的磁场值，这个过程叫做通化处理。有时，为了消除小尺度地磁异常，还要对通化值进行空间上的平均。经过通化处理的数据才可以用来绘制地磁图。

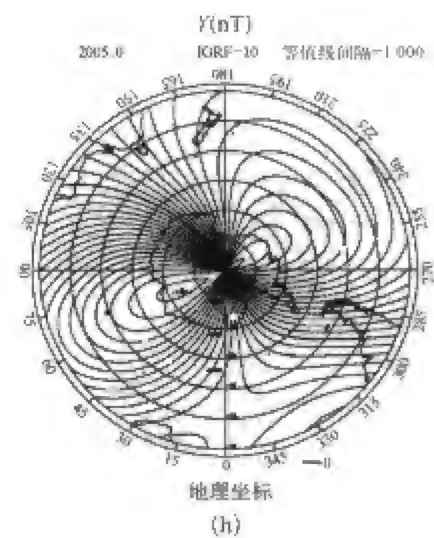
用图形表达地磁场的空间结构和时间变化是最直观明了的方式。常用的图形有等磁图(isomagnetic chart，各地磁场要素的等值线图分别叫做等偏图 isogonic chart、等倾图 isoclinic chart、等强度图 isodynamic chart)、矢量图、剖面图等。图 2.1 是 2005 年代地磁场七要素南北半球的等值线图，

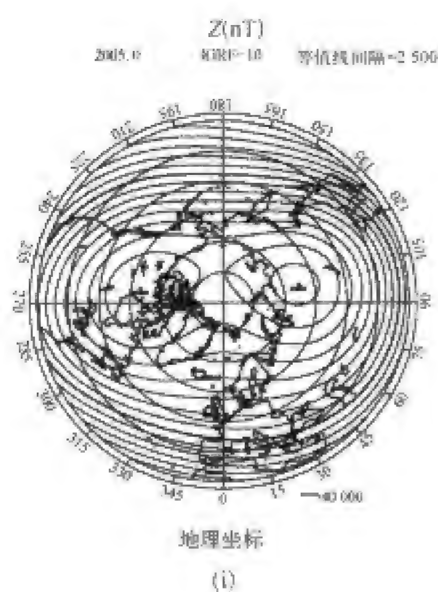


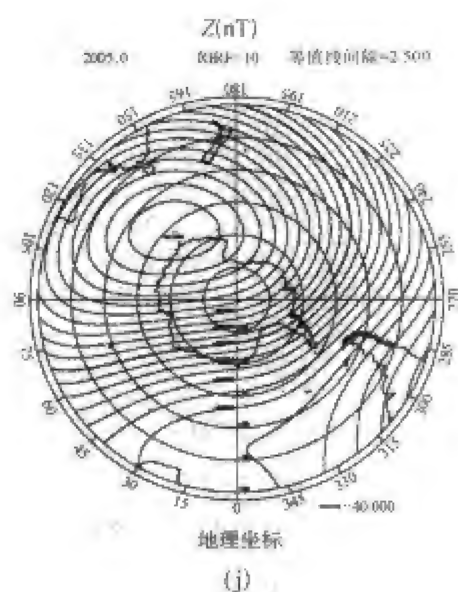

X(nT)
2005.0　IGRF-10　等值线间隔=2 000
—10 000
地理坐标
(e)


X(nT)
2005.0　IGRF-10　等值线间隔=2 000
—0
地理坐标
(f)


Y(nT)
2005.0　IGRF-10　等值线间隔=1 000
—0
地理坐标
(g)


Y(nT)
2005.0　IGRF-10　等值线间隔=1 000
—0
地理坐标
(h)


Z(nT)
2005.0　IGRF-10　等值线间隔=2 500
—40 000
地理坐标
(i)


Z(nT)
2005.0　IGRF-10　等值线间隔=2 500
—-40 000
地理坐标
(j)

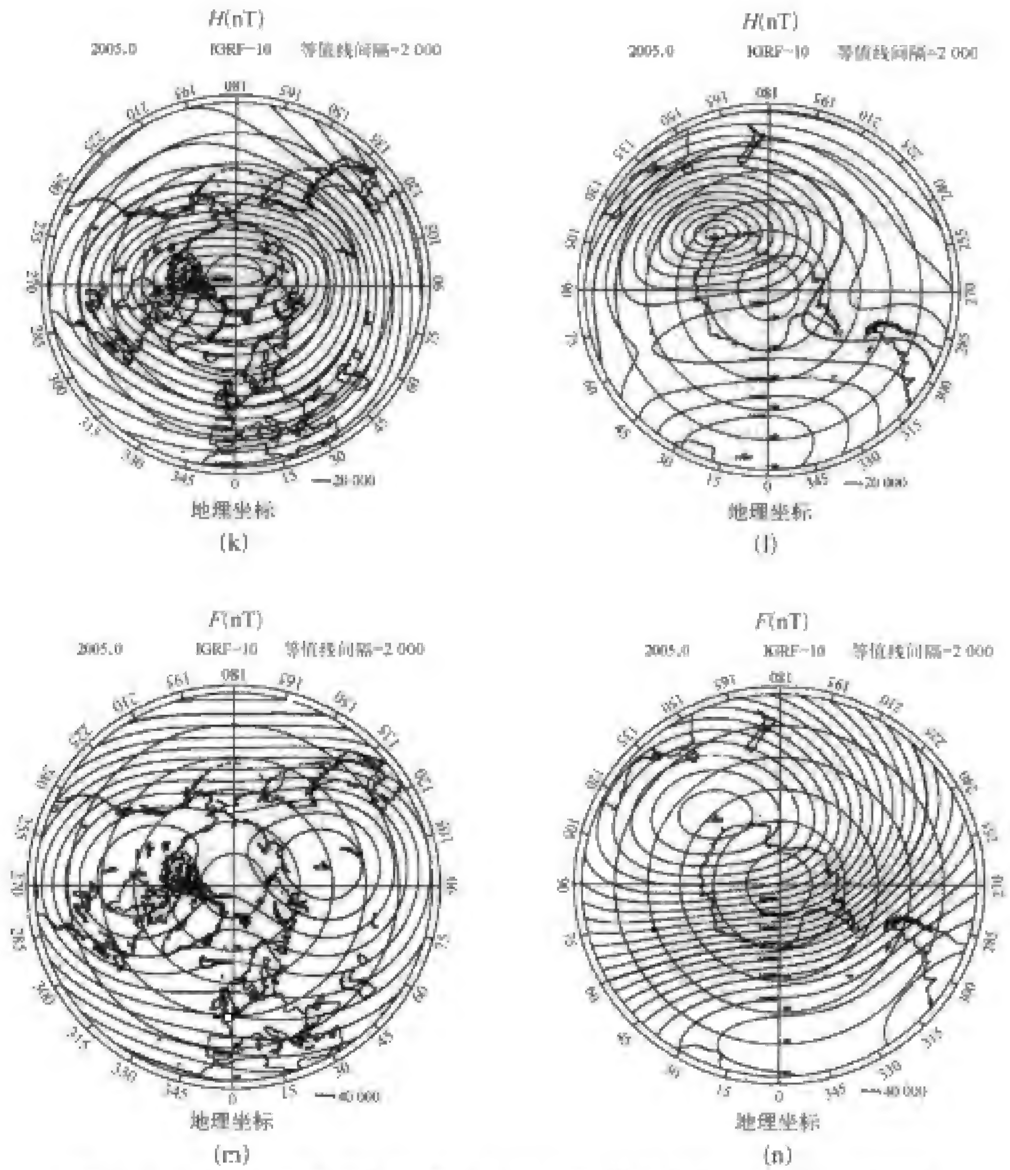


图 2.1 2005 年代地磁场七要素南北半球的等值线图(30°～90°纬度部分)

(a,b) D 等值线,间隔为 10°,正值表示向东,粗线是零偏线(agonic line);(c,d) I 等值线,间隔为 5°,正值表示向下倾,粗线是零倾线(aclinic line);(e,f) X 分量等值线图,间隔为 2 000 nT,正值表示向北,北半球粗线是 10 000 nT 等值线,南半球粗线是 0 nT 等值线;(g,h) Y 分量等值线图,间隔为 1 000 nT,正值表示向东,粗线是 0 nT 等值线;(i,j) Z 分量等值线图,间隔为 2 500 nT,正值表示向下,粗线北半球是 40 000 nT 等值线,南半球是 －40 000 nT 等值线;(k,l) H 分量等值线图,间隔为 2 000 nT,粗线是 20 000 nT 等值线;(m,n) 总强度 F 等值线图,间隔为 2 000 nT,粗线是 40 000 nT 等值线。

它们是根据国际参考地磁场的球谐表达式计算和绘制的。图中只画出南北地理纬度 30°～90°的部分,同心圆圈表示纬圈,间隔 10°。纬度 30°以下的磁场分布见图 1.5。主磁场非偶极子场的等值线图和矢量图以及纬度剖面图见图 1.7 和图 1.11。

用数学函数表示主磁场是十分简明和紧凑的形式，对于定量研究主磁场的时空特点非常重要，在向上或向下外推磁场结构，研究主磁场成因等场合中，函数表达式起着不可替代的作用。

最常用来表达全球主磁场分布的函数形式是球谐级数，它把地磁场表示成偶极子、四极子、八极子等许多分量的和。除了球谐级数外，泰勒多项式、矩谐函数、柱谐函数、双调和函数、样条函数常常用来表达局部磁场的分布。

三、主磁场的空间谱

一般来说，一个地球物理场总是由许许多多不同的成分组成的。就地磁场而言，从空间分布上来看，有的成分（如偶极子场）具有行星尺度的结构，其展布范围以地球半径计算，有的成分（如大陆磁异常）具有区域性结构，其尺度为千公里量级，有的只反映局地特点，分布在几百公里到几十公里的范围内，还有尺度更小的成分；从时间变化上来看，有的成分（如局部磁异常）非常稳定，其变化的时间尺度可能是几百万年甚至更长，有的则是几千年或几万年，还有以年或日为周期的变化成分，更有许多成分变化极为快速；从成因分析，有的成分与地核过程有关，有的成分决定于岩石圈结构，有的则是由地球外部的电磁过程产生的。

为了认识地磁场结构的特点，人们按照空间尺度的大小，把地磁场分成许多成分，考察各种成分的空间分布及其强度的特点。为了清楚地反映出各种成分的大小及其对磁场的贡献，在球谐级数表达式中，磁场被分解为偶极子和高阶多极子。它们对应的磁场能量可以用球谐系数表达如下

$$R_n = (n+1)\sum_{m=0}^{n}\left[(g_n^m)^2 + (h_n^m)^2\right] \tag{2.1}$$

图 2.2 给出各阶多极子的能量随阶数的变化。图中，横坐标表示多极子的阶数，阶数越高，该成分的空间尺度越小，纵坐标表示各种成分的强度。按阶数 n 由低到高顺序画出相应的能量，这就是磁场的能谱，能谱清楚地显示出各种成分强度变化的规律。

从图 2.2 可以看出，地磁场偶极子成分远远大于其他成分，也就是说，粗略地看，地磁场的空间分布类似于位于地心的磁偶极子磁场，磁偶极子指向南半球，偶极轴（称做地磁轴）与地球自转轴（即地理轴）的夹角约为 11°。

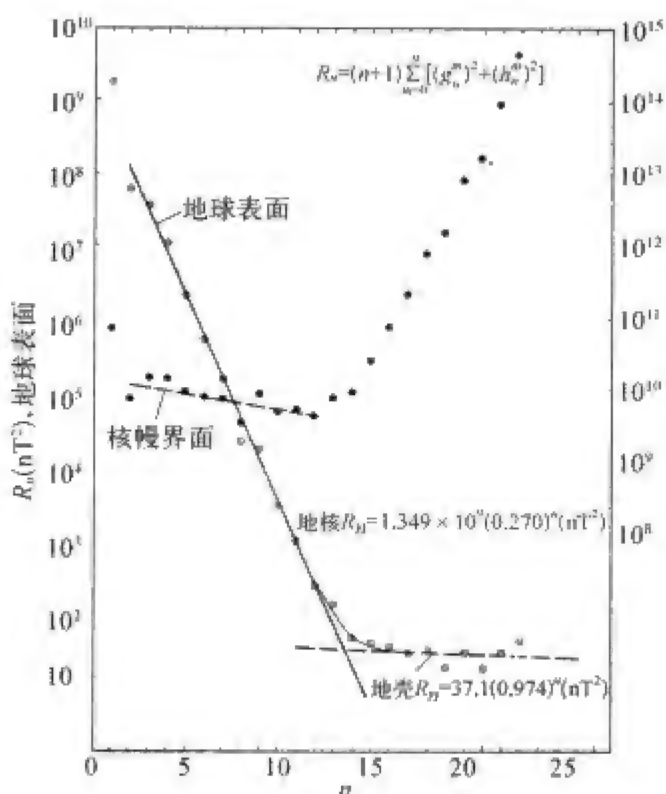


图 2.2 地球磁场的能谱,描述地磁场能量随磁场空间波长(用 n 表示)的变化

下面一组点和拟合直线表示地面磁场的能谱,上面一组点和拟合直线表示核幔界面磁场的能谱。能谱在 $n=13\sim15$ 处发生转折,暗示着地磁场的长波部分与短波部分有不同的成因:长波部分起源于地核,短波部分起源于地壳。

磁场中除了偶极磁场外的其余部分叫"非偶极磁场"或"剩余磁场"(图2.3(见彩页1)),地磁场的真实分布与偶极子偏离清楚地表现在剩余磁场中,其主要特点有以下几个方面:

(1) 剩余磁场最明显的特征是几块大尺度磁异常。从垂直分量 Z 来看,较大的磁异常有五个,它们是:南大西洋磁异常、欧亚大陆磁异常、北非磁异常、大洋洲磁异常和北美磁异常。最大磁异常值可以达到偶极磁场的一半。水平分量异常区的分布与垂直分量异常区有很好的对应关系:在正 Z 异常区的南、北两侧,分别有一个正的和负的 X 分量异常区,而在它的东、西两侧,分别有一个负的(向西)和正的(向东)Y 分量异常区;在负 Z 异常区的周围,X 和 Y 分量异常的符号正好相反。把这三个地磁分量的异常区画在一起,就得到图1.7,可以看出,正 Z 异常区,水平磁场矢量指向异常中心,就好像在异常中心的下面有一个负磁极(S磁极);在负 Z 异常区,水平磁场矢量由异常中心向外发散,就好像在异常中心的下面有一个正磁极

(N 磁极)。除了这些大的磁异常区外,还有许多尺度较小的磁异常,如北太平洋和中太平洋异常。

(2) 偶极子场的总磁场 F 和垂直分量 Z 的等强度线是中心在地磁轴上的一系列圆,而实际等强度线却不是这样,特别是极区等强度线要复杂得多。

(3) 偶极子场的水平分量与经度无关,而实际地磁场的东半球水平分量 H 一般说来比西半球大。如果我们把中心磁偶极子由地心向西太平洋关岛方向移动约 500 km,得到的结果比偶极子场更接近真实地磁场,这就是我们下面要讲到的偏心偶极子磁场模型。

第二节　主磁场的球谐分析

一、描述主磁场的方程

在第一章我们说到,当一个区域内部既无磁性物质,又无电流流动时,磁场有标量位存在,它满足拉普拉斯方程。在球坐标系中,拉普拉斯方程的解可以写成球谐级数(series of spherical harmonic functions)的形式。

建立主磁场模型所依据的地磁测量大多是在地面和近地表的低层大气进行的,我们可以合理地假定,这一空间范围的大气是无磁性和绝缘的。卫星磁测虽然在高空进行,但是电离层和磁层电流体系对所测磁场的贡献可以借助已有的模型消除掉,从而得到标量位场部分。这样,我们可以在球极坐标系中写出主磁场标量位 $U(r,\theta,\lambda,t)$所满足的拉普拉斯方程

$$\nabla^2 U(r,\theta,\lambda,t) = \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial U}{\partial r}\right)+\frac{1}{r^2\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\sin\theta\frac{\partial U}{\partial\theta}\right) + \frac{1}{r^2\sin^2\theta}\frac{\partial^2 U}{\partial\lambda^2} = 0 \tag{2.2}$$

式中 r 是地心距,θ 是地理余纬度,$\theta=90°-\varphi$, φ 是地理纬度,λ 是地理经度,t 是时间。

主磁场的磁感应矢量 $\boldsymbol{B}(r,\theta,\lambda,t)$可以表示成标量磁位的负导数

$$\boldsymbol{B} = -\nabla U \tag{2.3}$$

二、拉普拉斯方程的解

主磁场起源于地球内部的,它的拉普拉斯方程解可以用分离变量法求出,并写成球谐函数的形式

$$U^i = a\sum_{n=1}^{\infty}\sum_{m=0}^{n}\left(\frac{a}{r}\right)^{n+1}(g_n^m\cos m\lambda + h_n^m\sin m\lambda)P_n^m(\cos\theta) \tag{2.4}$$

相应的内源磁场分量为

$$\begin{cases} X^i = -B_\theta^i = \dfrac{\partial U^i}{r\partial\theta} = \displaystyle\sum_{n=1}^{\infty}\sum_{m=0}^{n}\left(\frac{a}{r}\right)^{n+2} \\ \qquad (g_n^m\cos m\lambda + h_n^m\sin m\lambda)\dfrac{\partial P_n^m(\cos\theta)}{\partial\theta} \\ Y^i = B_\lambda^i = -\dfrac{\partial U^i}{r\sin\theta\partial\lambda} = \displaystyle\sum_{n=1}^{\infty}\sum_{m=0}^{n}\left(\frac{a}{r}\right)^{n+2} \\ \qquad (g_n^m\sin m\lambda - h_n^m\cos m\lambda)\dfrac{mP_n^m(\cos\theta)}{\sin\theta} \\ Z^i = -B_r^i = \dfrac{\partial U^i}{\partial r} = -\displaystyle\sum_{n=1}^{\infty}\sum_{m=0}^{n}(n+1)\left(\frac{a}{r}\right)^{n+2} \\ \qquad (g_n^m\cos m\lambda + h_n^m\sin m\lambda)P_n^m(\cos\theta) \end{cases} \tag{2.5}$$

在上述表达式中,上标 i 表示内源场。g_n^m 和 h_n^m 叫高斯系数,或球谐系数,如果 n 的最大值取为 N,则系数 g_n^m 有 $N(N+3)/2$ 个,系数 h_n^m 有 $N(N+1)/2$个,所以,球谐系数共有 $N(N+2)$个。

三、球谐函数的性质

1. 球谐函数的类型

$P_n^m(\theta)$是 n 阶 m 次缔合勒让德函数,它是余纬 θ 的准正弦函数。当 $m=0$时,从北极点($\theta=0°$)到南极点($\theta=180°$),有 $n/2$ 个波;当 $m>0$ 时,有$(n-m+1)/2$ 个波。图 2.4 给出缔合勒让德函数的几个例子,我们看到,当$n-m$为偶数时,函数对称于赤道,当 $n-m$ 为奇数时,函数反对称于赤道。我们还看到,随着 m 的增大,曲线的峰和谷变得越来越陡。

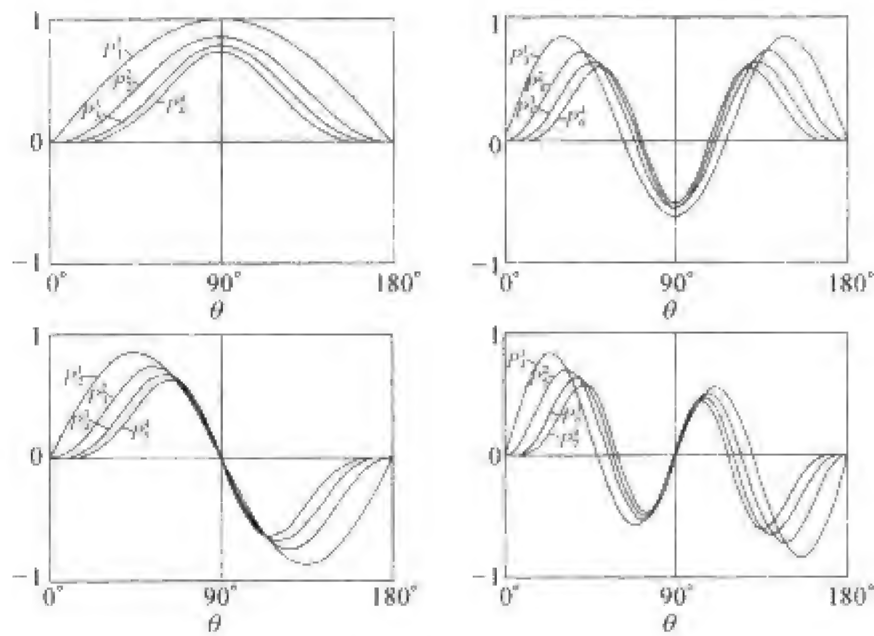


图 2.4　缔合勒让德函数的几个例子
横坐标表示余纬 θ，纵坐标是函数值。

组合函数 $P_n^m(\theta)\sin(m\lambda+\varepsilon_m)$ 叫做球面谐和函数，$m=0$ 时叫带谐函数(zonal harmonics)，$m=n$ 时叫瓣谐函数(sectorial harmonics)，$m<n$ 时叫田谐函数(tesseral harmonics)。图2.5是这几种函数的例子。

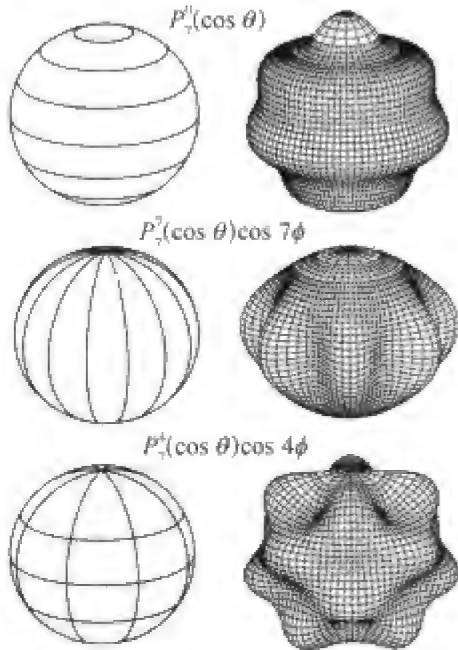


图 2.5　球面谐和函数的几个例子

2. 球谐函数的正交性和归一化

球谐函数系最重要的性质是它的完备性和正交性，这与傅里叶级数极为相似。这一特性使球谐函数特别适合于球面上函数的展开。

所谓正交性是指当 $n\neq k$ 或者 $m\neq l$ 时，两个球谐函数 $P_n^m(\theta)\sin(m\lambda+\varepsilon_m)$ 与 $P_k^l(\theta)\sin(l\lambda+\varepsilon_l)$ 的乘积在球面上的积分等于零；而当 $n=k$ 和 $m=l$ 时，这一积分才有非零值。

但是对于不同的 n 和 m，上述积分值相差很大。所以数学上常常采取归一化处理。为了使球谐系数大体上能够表示磁场强度，在地磁学中习惯采用施密特准归一化形式的缔合勒让德函数，这样使球面谐和函数 $P_n^m(\theta)\sin(m\lambda+$

ε_m）在球面上的平均值为 $1/(2n+1)$。在过去地磁学的文献中，曾使用过高斯-拉普拉斯形式（P^{nm}）、纽曼形式（P_{nm}）等不同归一化的缔合勒让德函数。表 2.1 列出这三种形式的缔合勒让德函数，以做比较，将 F_{nm} 与相应的系数 K_{nm} 相乘，即得所需的缔合勒让德函数。

表 2.1 几种不同形式缔合勒让德函数的对比

n	m	F_{nm}	K_{nm} 高斯-拉普拉斯形式 P^{nm}	纽曼形式 P_{nm}	施密特形式 P_n^m
0	0	1	1	1	1
1	0	$\cos\theta$	1	1	1
1	1	$\sin\theta$	1	1	1
2	0	$3\cos^2\theta-1$	1/3	1/2	1/2
2	1	$\sin\theta\cos\theta$	1	3	$\sqrt{3}$
2	2	$\sin^2\theta$	1	3	$\sqrt{3}/2$
3	0	$5\cos^3\theta-3\cos\theta$	1/5	1/2	1/2
3	1	$\sin\theta(5\cos^2\theta-1)$	1/5	3/2	$\sqrt{6}/4$
3	2	$\sin^2\theta\cos\theta$	1	15	$\sqrt{15}/2$
3	3	$\sin^3\theta$	1	15	$\sqrt{10}/4$
4	0	$35\cos^4\theta-30\cos^2\theta+3$	1/35	1/8	1/8
4	1	$\sin\theta(7\cos^3\theta-3\cos\theta)$	1/7	5/2	$\sqrt{10}/4$
4	2	$\sin^2\theta(7\cos^2\theta-1)$	1/7	15/2	$\sqrt{5}/4$
4	3	$\sin^3\theta\cos\theta$	1	105	$\sqrt{70}/4$
4	4	$\sin^4\theta$	1	105	$\sqrt{35}/8$
5	0	$21\cos^5\theta-(70/3)\cos^3\theta+5\cos\theta$	1/21	3/8	3/8
5	1	$\sin\theta(21\cos^4\theta-14\cos^2\theta+1)$	1/21	15/8	$\sqrt{15}/8$
5	2	$\sin^2\theta(3\cos^3\theta-\cos\theta)$	1/3	105/2	$\sqrt{105}/4$
5	3	$\sin^3\theta(9\cos^2\theta-1)$	1/9	105/2	$\sqrt{70}/16$
5	4	$\sin^4\theta\cos\theta$	1	945	$3\sqrt{35}/8$
5	5	$\sin^5\theta$	1	945	$3\sqrt{14}/16$
6	0	$231\cos^6\theta-315\cos^4\theta+105\cos^2\theta-5$	1/231	1/16	1/16
6	1	$\sin\theta(33\cos^5\theta-30\cos^3\theta+5\cos\theta)$	1/33	21/8	$\sqrt{21}/8$
6	2	$\sin^2\theta(33\cos^4\theta-18\cos^2\theta+1)$	1/33	105/8	$\sqrt{210}/32$
6	3	$\sin^3\theta(11\cos^3\theta-3\cos\theta)$	1/11	315/2	$\sqrt{210}/16$
6	4	$\sin^4\theta(11\cos^2\theta-1)$	1/11	945/2	$3\sqrt{7}/16$
6	5	$\sin^5\theta\cos\theta$	1	10 395	$\sqrt{154}/16$
6	6	$\sin^6\theta$	1	10 395	$\sqrt{462}/32$

3．球谐函数的递推公式

在实际计算中，往往使用更为方便快捷的递推公式，这样，可以从几个低阶函数依次得到全部函数，常用的递推公式有

$$
\begin{aligned}
& R_n^m = \sqrt{n^2 - m^2} \\
& P_0^0 = 1 \quad P_1^0 = \cos\theta \quad P_1^1 = \sin\theta \\
& P_m^m = \sqrt{\frac{(2m-1)}{2m}} \sin\theta P_{m-1}^{m-1} \quad (m > 1) \\
& P_n^m = \frac{[(2n-1)\cos\theta P_{n-1}^m - R_{n-1}^m P_{n-2}^m]}{R_n^m} \quad (n > m) \\
& \frac{\mathrm{d}P_n^m}{\mathrm{d}\theta} = \frac{(n\cos\theta P_n^m - R_n^m P_{n-1}^m)}{\sin\theta}
\end{aligned}
\tag{2.6}
$$

4．主磁场球谐函数的计算

用地面(或高空)磁场的测量值可以求出磁场的球谐系数，得到地磁场的球谐模型。实际上，我们观测的量是磁场要素，而不是磁位。如果已知地球表面或近地空间足够点上的地磁要素观测值，则可以用最小二乘法由式(2.5)求出球谐系数，这样，我们就得到了整个地磁场的表达式。表 2.2 是 1995 年主磁场球谐系数的值。

表 2.2　1995 年主磁场的高斯系数(nT)

		$m=0$	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
g_n^m	$n=1$	−29 682	−1 789									
	2	2 197	3 074	1 685								
	3	1 329	−2 268	1 249	769							
	4	941	782	291	−424	116						
	5	−210	352	237	−122	−167	−26					
	6	66	64	65	172	2	17	−94				
	7	78	−67	4	29	4	8	10	−2			
	8	24	4	−1	−9	−14	4	5	0	−7		
	9	4	9	1	12	9	−4	−2	7	0	−6	
	10	−3	−4	2	−5	−2	4	3	1	3	3	0

续表

		$m=0$	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
h_n^m	$n=1$		5 318									
	2		2 356	-425								
	3		-263	302	-406							
	4		262	-232	98	-301						
	5		44	157	-152	-64	99					
	6		-16	77	67	-57	4	28				
	7		-77	25	3	22	16	-23	-3			
	8		12	-20	7	-21	12	10	-17	-10		
	9		-19	15	11	-7	-7	9	7	-8	2	
	10		2	1	3	6	-4	0	-2	3	-1	-6

从以上的分析可以看到，如果没有磁场强度资料，就不可能建立完全的球谐模型。然而，在1832年高斯找到磁场强度绝对值测量方法之前，只有一些磁场总强度和水平分量的相对观测记录，在1850年以前，即使连这样的相对观测也非常少见。与此相反，磁偏角的观测资料在大约1550年以后就很多了，磁倾角的资料也可追溯到1700年。

为了充分利用角度观测资料研究史期地磁场，1894年鲍威尔提出一种方法，可以从磁偏角和磁倾角导出球谐系数相对于 g_1^0 的比值，而利用考古地磁强度资料估计出 g_1^0 的大小，二者相结合就可以得到其他球谐系数的值。

当只有总强度或只有水平强度资料时，可以用非线性迭代技术直接求出球谐系数。在没有强度观测值的情况下，也可以用其他年代的 g_1^0 外推，得到所需年代的 g_1^0。已被使用过的经验公式有

$$\begin{aligned} g_1^0 &= -30\,400 + 15.7(t - 1\,960.0) \\ g_1^0 &= -31\,110.3 + 15.46(t - 1\,914.0) \end{aligned} \tag{2.7}$$

用不同的方法和技术，我们已得到了1550年以来的地磁场球谐模型，不过，早期模型的阶数和次数较低，精度较差。

四、内外源磁场的分离

上面我们只讨论了拉普拉斯方程解的一部分,即包含$(a/r)^{n+1}$因子的部分,它表示磁场源在地球内部,叫做内源场。而拉普拉斯方程的完全解由两部分组成,另一部分包含$(r/a)^n$因子,表示磁场源在地球外部,即外源场。借助地表的地磁观测,可以将这两部分磁场分别求出来,这是高斯理论最重要的结论之一。

包含内源磁场(用上标 i 表示)和外源磁场(用上标 e 表示)的总磁位可以写成

$$U = U^i + U^e = a\sum_{n=1}^{\infty}\sum_{m=0}^{n}\left\{\left(\frac{a}{r}\right)^{n+1}(g_n^m\cos m\lambda + h_n^m\sin m\lambda)P_n^m(\cos\theta) + \left(\frac{r}{a}\right)^n(j_n^m\cos m\lambda + k_n^m\sin m\lambda)P_n^m(\cos\theta)\right\} \tag{2.8}$$

相应的内源场分量由(2.5)式表示,外源场分量为

$$\begin{cases} X^e = -B_\theta^e = \dfrac{\partial U^e}{r\partial\theta} \\ \quad = \displaystyle\sum_{n=1}^{\infty}\sum_{m=0}^{n}\left(\frac{r}{a}\right)^{n-1}(j_n^m\cos m\lambda + k_n^m\sin m\lambda)\frac{\partial P_n^m(\cos\theta)}{\partial\theta} \\ Y^e = B_\lambda^e = -\dfrac{\partial U^e}{r\sin\theta\partial\lambda} \\ \quad = \displaystyle\sum_{n=1}^{\infty}\sum_{m=0}^{n}\left(\frac{r}{a}\right)^{n-1}(j_n^m\sin m\lambda - k_n^m\cos m\lambda)\frac{mP_n^m(\cos\theta)}{\sin\theta} \\ Z^e = -B_r^e = \dfrac{\partial U^e}{\partial r} \\ \quad = \displaystyle\sum_{n=1}^{\infty}\sum_{m=0}^{n} n\left(\frac{r}{a}\right)^{n-1}(j_n^m\cos m\lambda + k_n^m\sin m\lambda)P_n^m(\cos\theta) \end{cases} \tag{2.9}$$

地面($r = a$)总磁场是内外源磁场之和

$$\begin{cases} X = X^i + X^e = \displaystyle\sum_{n=1}^{\infty}\sum_{m=0}^{n}(p_n^m\cos m\lambda + q_n^m\sin m\lambda)\frac{\partial P_n^m(\cos\theta)}{\partial\theta} \\ Y = Y^i + Y^e = \displaystyle\sum_{n=1}^{\infty}\sum_{m=0}^{n}(p_n^m\sin m\lambda - q_n^m\cos m\lambda)\frac{mP_n^m(\cos\theta)}{\sin\theta} \\ Z = Z^i + Z^e = \displaystyle\sum_{n=1}^{\infty}\sum_{m=0}^{n}(r_n^m\cos m\lambda + s_n^m\sin m\lambda)P_n^m(\cos\theta) \end{cases} \tag{2.10}$$

其中

$$\begin{cases} p_n^m = g_n^m + j_n^m \\ q_n^m = h_n^m + k_n^m \\ r_n^m = nj_n^m - (n+1)g_n^m \\ s_n^m = nk_n^m - (n+1)h_n^m \end{cases} \tag{2.11}$$

由式(2.10)可以看出,用地表磁场 X 和 Z 分量观测值,或者 Y 和 Z 分量观测值,可以求出 p_n^m、q_n^m、r_n^m、s_n^m,然后由式(2.11)求出 g_n^m、h_n^m、j_n^m、k_n^m。由此可见,要分离内外源场,Z 分量是不可缺少的,而 X 和 Y 分量则可以互相代替。

虽然高斯在其球谐级数公式中包含了外源场部分,但是,第一个求出外源场的是施密特(A. Schmidt, 1895)。许多计算和分析都表明,外源场的球谐系数远小于内源场系数,接近于内源场系数的不确定水平,所以,关于外源场的早期计算结果是不可靠的。近代空间探测表明,在磁静条件下,磁层顶、磁尾、环电流等电流体系所产生的外源场约为 10～40 nT,方向基本沿着偶极轴方向。磁测卫星 MAGSAT 提供的观测资料可用来确定外源场,其大小为 20 nT 左右。但早期计算出的外源场可以大到 100～300 nT,而且外场方向并不沿着偶极轴方向。

在确定外场时应该注意,该场既与地方时有关,又与世界时有关,而且还随地磁活动程度而变化。对 1980.0 年代,用 MAGSAT 卫星资料得到

$$\begin{cases} j_1^0 = 18.4 - 0.63Dst\ (\mathrm{nT}) \\ j_1^1 = -1.1 - 0.06Dst\ (\mathrm{nT}) \\ k_1^1 = -3.3 + 0.17Dst\ (\mathrm{nT}) \end{cases} \tag{2.12}$$

式中,Dst 是表征赤道环电流强度的地磁活动指数。

由于外源场是随时间变化的场,它在地球内部的感应电流对内源场也有贡献,所以内源场的高斯系数可以表示成一个常数地核场与一个感应内部场的和

$$g_1^0 = -29\,991.6 + 0.27j_1^0\ (\mathrm{nT}) \tag{2.13}$$

五、地磁场有旋部分的确定

如果存在垂直流出或流入地面的电流 I_r,则磁场旋度不为零

$$I_r = \nabla \times \boldsymbol{B}\,|_r = \frac{\partial(B_\lambda \sin\theta)}{r\sin\theta\partial\theta} - \frac{\partial B_\theta}{r\sin\theta\partial\lambda} \tag{2.14}$$

将 B_λ 和 B_θ 分量(即 Y 和 $-X$ 分量)的表达式(2.10)代入上式,可以得到

$$I_r = \frac{1}{r\sin\theta}\sum_{n=1}^{\infty}\sum_{m=1}^{n}\left[(p_{yn}^m - p_{xn}^m)\sin m\lambda - (q_{yn}^m - q_{xn}^m)\cos m\lambda\right] m\frac{\partial P_n^m}{\partial\theta} \tag{2.15}$$

式中下标 x 表示由 X、Z 分量求出的 p_n^m 和 q_n^m,下标 y 表示由 Y、Z 分量求出的 p_n^m 和 q_n^m。如果由 X、Z 分量求出的 p_n^m、q_n^m 与由 Y、Z 分量求出的 p_n^m、q_n^m 相等,则垂直电流为零;否则,垂直电流不为零。但是,由于上述磁场表达式是在位场假定下得到的,用这样的结果显然不能讨论存在电流的非位场的问题,更不能用这些公式去定量计算电流的大小。用不同地磁分量求得的 p_n^m、q_n^m 系数不等的原因可能主要是资料精度问题。

求电流的合理方法是由地磁图得到各分量格点值,然后根据上述公式计算电流。结果表明,极区有向上的电流,而赤道区电流向下,最大可达 0.1 A/km^2。但是,地球-大气电流的实测值比这个值小得多,仅为 $10^{-6}\sim 3\times10^{-6}$ A/km^2,方向一般向下。这个电流所产生的磁场为 $3\times10^{-7}\sim 10^{-6}$ nT。即使电流大到 3 A/km^2,磁场也仅为 1 nT。

第三节 磁场的多极子分解

上面得到的地磁场球谐级数表达式不单单是一种简单明了而紧凑的数学表达式,更重要的是它的每一项都有一定的意义,这才是球谐级数真正的价值所在。为了对地磁场的结构有一个简单、形象和直观的认识,以便理解地磁场球谐级数表达式的物理意义,我们用大家熟悉的磁荷概念,建立磁场的多极子模型(multipole model),并说明多极子与各阶球谐函数的对应关系。

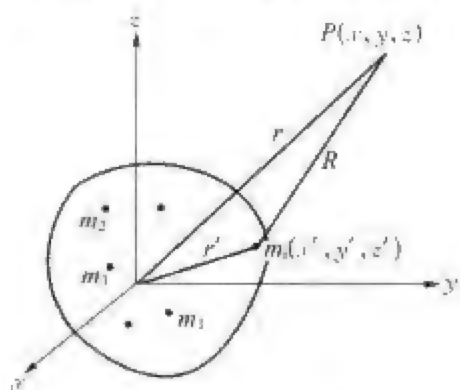


图 2.6 分布在有限空间 V 内的分立磁荷系统

让我们首先来看图 2.6 所示分立磁荷系统的一般情况。假设在体积 V 内

分布着 n 个磁荷 $m_i(i=1,2,3,\cdots,n)$，取 V 内一点为坐标原点，各磁荷的坐标和原点距分别为 $x_i',y_i',z_i',r_i'(i=1,2,\cdots,n)$。这一磁荷系统在体积 V 外任一点 $P(x,y,z)$ 的磁位为

$$U=\frac{\mu_0}{4\pi}\sum_i\frac{m_i}{R_i} \tag{2.16}$$

式中，R_i 是磁荷 m_i 到 P 点的距离

$$R_i=\sqrt{(x-x_i')^2+(y-y_i')^2+(z-z_i')^2} \tag{2.17}$$

我们知道，一个多变量函数 $f(x,y,z)$ 在一定条件下可以展开成泰勒级数，

$$\begin{aligned}f(x,y,z)=&\sum_{q=0}^{n}\frac{1}{q!}\left[(x-x_0)\frac{\partial}{\partial x}+(y-y_0)\frac{\partial}{\partial y}\right.\\&\left.+(z-z_0)\frac{\partial}{\partial z}\right]^q f(x_0,y_0,z_0)\\&+\frac{1}{(n+1)!}\left[(x-x_0)\frac{\partial}{\partial x}+(y-y_0)\frac{\partial}{\partial y}\right.\\&\left.+(z-z_0)\frac{\partial}{\partial z}\right]^{n+1}f[x_0+\theta_1(x-x_0),y_0\\&+\theta_2(y-y_0),z_0+\theta_3(z-z_0)]\end{aligned} \tag{2.18}$$

其中

$$\begin{aligned}&\left(i\frac{\partial}{\partial x}+j\frac{\partial}{\partial y}+k\frac{\partial}{\partial z}\right)^q f(x_0,y_0,z_0)\\&=\sum_{r=0}^{q}\sum_{s=0}^{r}C_q^rC_r^s i^{q-r}j^{r-s}k^s\frac{\partial^q}{\partial^{q-r}x\partial^{r-s}y\partial^s z}f(x_0,y_0,z_0)\end{aligned}$$

公式(2.18)可以写成更为简洁的形式

$$\begin{aligned}f(x,y,z)=&f(x_0,y_0,z_0)+(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_0)\cdot[\nabla f(x,y,z)]_0\\&+\frac{1}{2}(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_0)(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_0):[\nabla\nabla f(x,y,z)]_0+\cdots\end{aligned} \tag{2.19}$$

用上面的公式把式(2.16)中的函数 $1/R_i$ 在原点展开(注意，此时的自变量是 x_i',y_i',z_i')

$$\frac{1}{R_i}=\frac{1}{r}+\boldsymbol{r}_i'\cdot\left(\nabla'\frac{1}{R_i}\right)_0+\frac{1}{2}\boldsymbol{r}_i'\boldsymbol{r}_i':\left(\nabla'\nabla'\frac{1}{R_i}\right)_0+\cdots \tag{2.20}$$

将式(2.20)代入式(2.16),就得到磁荷系统磁位的展开式

$$U=\frac{\mu_0}{4\pi}\left[\frac{M_0}{r}+\boldsymbol{M}_1\cdot\left(\nabla'\frac{1}{R}\right)_0+\frac{1}{6}\boldsymbol{M}_2:\left(\nabla'\nabla'\frac{1}{R}\right)_0+\cdots\right] \tag{2.21}$$

式中,M_0,$\boldsymbol{M}_1$,$\boldsymbol{M}_2$…分别为总磁荷(标量,或零阶张量)、偶极磁矩(矢量,或一阶张量)、四极磁矩(二阶张量),等等

$$\begin{aligned} M_0&=\sum_i m_i\\ \boldsymbol{M}_1&=\sum_i m_i\boldsymbol{r}_i'\\ \boldsymbol{M}_2&=\sum_i m_i(3\boldsymbol{r}_i'\boldsymbol{r}_i'-\boldsymbol{r}_i'^2\boldsymbol{I})\end{aligned} \tag{2.22}$$

可以看出,式(2.21)第一项是总磁荷的位,总磁荷等于零,所以这一项为零,第二项是磁偶极子的位,第三项是磁四极子的位,等等。

下面,我们从单磁荷 m 的标量位

$$U_0=\frac{\mu_0}{4\pi}\frac{m}{r} \tag{2.23}$$

出发,导出磁多极子磁位的具体表达式,这里,r 表示该磁荷到计算磁场点的距离。

一、磁偶极子(magnetic dipole)

两个大小相等、符号相反、距离很近的磁荷构成一个磁偶极子,磁偶极子的总磁荷虽然为零,但是,由于两个磁荷位置不重合,所以它们的磁场不会完全抵消。假定磁偶极子的负磁荷 $-m$ 位于坐标原点,正磁荷 m 位于 $\boldsymbol{l}(\Delta x,\Delta y,\Delta z)$处(图 2.7),它们在 $\boldsymbol{r}(x,y,z)$处的磁位是两个磁荷磁位的代数和

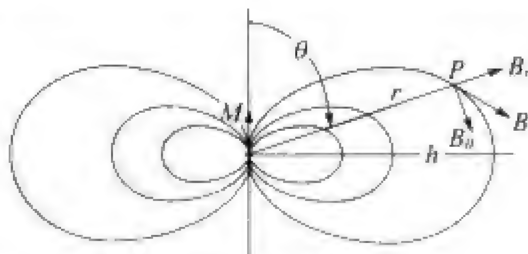


图 2.7 磁偶极子及其磁力线

$$U_1=\frac{\mu_0}{4\pi}\left[\frac{-m}{\sqrt{x^2+y^2+z^2}}+\frac{m}{\sqrt{(x-\Delta x)^2+(y-\Delta y)^2+(z-\Delta z)^2}}\right] \tag{2.24}$$

把上式第二项展开成泰勒级数，并略去二阶以上的小量，可得

$$U_1 \approx \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{m}{r}\left[-1+\left(1+\frac{x\Delta x+y\Delta y+z\Delta z}{r^2}\right)\right]=\frac{\mu_0}{4\pi}\frac{m\boldsymbol{l}\cdot\boldsymbol{r}}{r^3} \tag{2.25}$$

上式也可写成如下的形式

$$U_1 = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{\boldsymbol{M}\cdot\boldsymbol{r}}{r^3} \tag{2.26}$$

式中 $\boldsymbol{M}$ 是磁偶极子的磁矩矢量，

$$\boldsymbol{M} = m\boldsymbol{l} \tag{2.27}$$

$\boldsymbol{l}$ 是从负磁荷到正磁荷的距离矢量。

为了与球谐级数表达式对比，将式(2.26)改写如下的展开形式

$$\begin{aligned} U_1 &= \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{1}{r^2}\left[M_z\cos\theta + M_x\sin\theta\cos\lambda + M_y\sin\theta\sin\lambda\right] \\ &= a\left(\frac{a}{r}\right)^2\left[g_1^0P_1^0(\theta)+(g_1^1\cos\lambda+h_1^1\sin\lambda)P_1^1(\theta)\right] \end{aligned} \tag{2.28}$$

式中

$$g_1^0 = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{M_z}{a^3}\quad g_1^1 = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{M_x}{a^3}\quad g_1^0 = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{M_y}{a^3} \tag{2.29}$$

可以看出，偶极子磁位正好是式(2.4)中 $n=1$ 的三项。也就是说，地磁场位的高斯级数中一阶球谐函数描述了位于坐标原点(地球中心)的磁偶极子的磁位，其中 g_1^0 表示该偶极子沿 Z 轴(地球自转轴)的分量，g_1^1 表示沿 X 轴(通过本初子午线与赤道面交点的轴)的分量，h_1^1 表示沿 Y 轴的分量。由表 2.2 可以看出，g_1^0 远大于 g_1^1 和 h_1^1，这表示磁偶极子基本上沿着地轴，g_1^0 为负值说明偶极子的方向指向南极。

偶极子磁矩可由下式求出

$$M = \frac{4\pi}{\mu_0}a^3\sqrt{(g_1^0)^2+(g_1^1)^2+(h_1^1)^2} \tag{2.30}$$

由上式计算出 1900 年和 2005 年的地磁矩分别为

$M_{1900} = 8.32\times10^{22}\ \mathrm{A\cdot m^2} = 8.32\times10^{25}\ \mathrm{emu(gauss\cdot cm^3)}$ 和

$M_{2005} = 7.76\times10^{22}\ \mathrm{A\cdot m^2} = 7.76\times10^{25}\ \mathrm{emu(gauss\cdot cm^3)}$

一百多年以来，地磁偶极矩减小了6%（见下面的表2.3）。

表2.3 1900～2010年地磁场偶极矩、地磁极和磁极位置

年代	磁矩/$\times 10^{22}$ A·m^2	北地磁极		南地磁极		北磁极		南磁极	
		纬度	经度	纬度	经度	纬度	经度	纬度	经度
1900	8.32	78.6°N	68.8°W	78.6°S	111.2E	70.5°N	96.2°W	71.7°S	148.3E
1905	8.30	78.6°N	68.7°W	78.6°S	111.3E	70.7°N	96.5°W	71.5°S	148.6E
1910	8.27	78.6°N	68.7°W	78.6°S	111.3E	70.8°N	96.7°W	71.2°S	148.7E
1915	8.23	78.6°N	68.6°W	78.6°S	111.4E	71.0°N	97.0°W	70.8°S	148.5E
1920	8.19	78.6°N	68.4°W	78.6°S	111.6E	71.3°N	97.4°W	70.4°S	148.2E
1925	8.16	78.6°N	68.3°W	78.6°S	111.7E	71.8°N	98.0°W	70.0°S	147.6E
1930	8.13	78.5°N	68.3°W	78.5°S	111.7E	72.3°N	98.7°W	69.5°S	147.0E
1935	8.11	78.5°N	68.4°W	78.5°S	111.6E	72.8°N	99.3°W	69.1°S	145.8E
1940	8.09	78.5°N	68.5°W	78.5°S	111.5E	73.3°N	99.9°W	68.6°S	144.6E
1945	8.07	78.5°N	68.5°W	78.5°S	111.5E	73.9°N	100.2°W	68.2°S	144.5E
1950	8.06	78.5°N	68.8°W	78.5°S	111.2E	74.6°N	100.8°W	67.9°S	143.6E
1955	8.05	78.5°N	69.2°W	78.5°S	110.8E	75.2°N	101.4°W	67.2°S	141.5E
1960	8.03	78.5°N	69.5°W	78.5°S	110.5E	75.3°N	101.0°W	66.7°S	140.2E
1965	8.00	78.5°N	69.9°W	78.5°S	110.1E	75.6°N	101.3°W	66.3°S	139.5E
1970	7.97	78.6°N	70.2°W	78.6°S	109.8E	75.9°N	101.0°W	66.0°S	139.4E
1975	7.94	78.7°N	70.5°W	78.7°S	109.5E	76.2°N	100.7°W	65.7°S	139.5E
1980	7.91	78.8°N	70.8°W	78.8°S	109.2E	76.9°N	101.7°W	65.4°S	139.3E
1985	7.87	79.0°N	70.9°W	79.0°S	109.1E	77.4°N	102.6°W	65.1°S	139.1E
1990	7.84	79.1°N	71.1°W	79.1°S	108.9E	78.1°N	103.7°W	64.9°S	138.9E
1995	7.81	79.3°N	71.4°W	79.3°S	108.6E	79.0°N	105.2°W	64.8°S	138.7E
2000	7.79	79.5°N	71.6°W	79.5°S	108.4E	81.0°N	109.7°W	64.7°S	138.4E
2001	7.78	79.6°N	71.6°W	79.6°S	108.4E	81.4°N	110.9°W	64.6°S	138.2E
2002	7.78	79.6°N	71.7°W	79.6°S	108.3E	81.9°N	112.6°W	64.6°S	138.1E
2003	7.77	79.7°N	71.7°W	79.7°S	108.3E	82.3°N	114.0°W	64.6°S	138.0E
2004	7.77	79.7°N	71.7°W	79.7°S	108.3E	82.8°N	116.2°W	64.6°S	138.0E
2005	7.76	79.7°N	71.8°W	79.7°S	108.2E	83.2°N	118.0°W	64.5°S	137.8E
2006	7.75	79.8°N	71.8°W	79.8°S	108.2E	83.8°N	122.0°W	64.5°S	137.7E
2007	7.75	79.8°N	71.9°W	79.8°S	108.1E	84.1°N	123.7°W	64.5°S	137.7E
2008	7.74	79.9°N	71.9°W	79.9°S	108.1E	84.2°N	124.0°W	64.5°S	137.6E
2009	7.74	79.9°N	71.9°W	79.9°S	108.1E	84.9°N	131.0°W	64.4°S	137.4E
2010	7.73	80.0°N	72.0°W	80.0°S	108.0E	85.1°N	133.0°W	64.4°S	137.4E

有一点需要特别说明：有些文献所用的偶极磁矩公式中没有因子 $4\pi/\mu_0$，所以磁矩单位是 $\mathrm{T \cdot m^3}$，其数值等于式(2.30)的计算值乘以 10^{-7}。

将磁矩代入式(2.29)可以求得中心偶极场的球谐系数，再由式(2.5)可以求出磁场分量

$$\begin{cases} X = -g_1^0 \sin\theta + (g_1^1 \cos\lambda + h_1^1 \sin\lambda)\cos\theta \\ Y = g_1^1 \sin\lambda - h_1^1 \cos\lambda \\ Z = -2[g_1^0 \cos\theta + (g_1^1 \cos\lambda + h_1^1 \sin\lambda)\sin\theta] \end{cases} \tag{2.31}$$

中心偶极子的轴叫地磁轴，地磁轴与地面的交点叫“地磁极”(geomagnetic poles 或 dipole poles)。需要特别指出的是，“地磁极”与“磁极”不同，“磁极”(magnetic poles)是由实际磁测确定的水平磁场分量为零，磁倾角为 ±90°的点，所以，磁极又叫倾角极(dip poles)。有时，磁极也可以由包括所有球谐项的地磁位函数计算出来。根据磁极定义，可以知道，磁经线(沿指南针的方向追踪而得到的轨迹线)汇聚于磁极，等偏线也汇聚于磁极，所以磁极处的偏角是不确定的。还应该注意，由于电离层-磁层系统中电流所产生磁场叠加在主磁场之上，实际测量到的磁极围绕其平均位置不断发生变化，其每日运动轨迹略似椭圆，变化范围可达 80 km，在扰动情况下，磁极变化很不规则。

在地磁极，偶极磁场垂直于地表，所以，可以由式(2.31)中 $X = Y = 0$ 的条件来求出地磁极的地理坐标 θ_0 和 λ_0

$$\begin{cases} \tan\lambda_0 = \dfrac{h_1^1}{g_1^1} \quad \sin\lambda_0 = \dfrac{h_1^1}{\sqrt{(g_1^1)^2 + (h_1^1)^2}} \\ \cos\lambda_0 = \dfrac{g_1^1}{\sqrt{(g_1^1)^2 + (h_1^1)^2}} \\ \tan\theta_0 = \dfrac{g_1^1 \cos\lambda_0 + h_1^1 \sin\lambda_0}{g_1^0} = \dfrac{\sqrt{(g_1^1)^2 + (h_1^1)^2}}{g_1^0} \end{cases} \tag{2.32}$$

由上式得到的 θ_0 也就是偶极子轴与地球自转轴的夹角，将主磁场的球谐系数代入上式，可以得到，1900 年 $\theta_0 = 11.4°$，2005 年 $\theta_0 = 10.3°$。

表 2.3 列出 1900～2010 年地磁场偶极矩和地磁极位置，其中 2005 年以后的值是根据长期变化外推得到的估计值。作为对比，表中最后两列给出了磁极的位置。从表 2.3 可以看出，在 20 世纪的 100 年当中，北磁极向北移动了约 1 100 km。

二、磁四极子(quadrupole)

磁矩大小相等、方向相反、距离很近的两个磁偶极子构成一个磁四极子，四极子有两个轴，其中一个轴 $\boldsymbol{l}$ 与偶极子轴相同，另一个轴 $\boldsymbol{h}$ 从一个偶极子指向另一个偶极子，$\boldsymbol{l}$ 和 $\boldsymbol{h}$ 互相垂直或平行，因此四极子可以有九种排列情况(图 2.8)，它构成了一个二阶张量。显然，磁四极子的总磁荷和总偶极磁矩都为零，但两个磁偶极子的磁场不会完全抵消。我们先考虑图 2.8(b)所示四极子两个轴相互垂直的情况，它的磁位 U_{ij} 可以由两个偶极子的磁位相加得到，下标 i 和 j 分别表示 $\boldsymbol{l}$ 和 $\boldsymbol{h}$ 的方向

$$U_{xy} = \frac{\mu_0}{4\pi}\left\{\frac{-\boldsymbol{M}\cdot\boldsymbol{r}}{r^3} + \frac{\boldsymbol{M}\cdot(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{h})}{[x^2+(y-h)^2+z^2]^{3/2}}\right\} \tag{2.33}$$

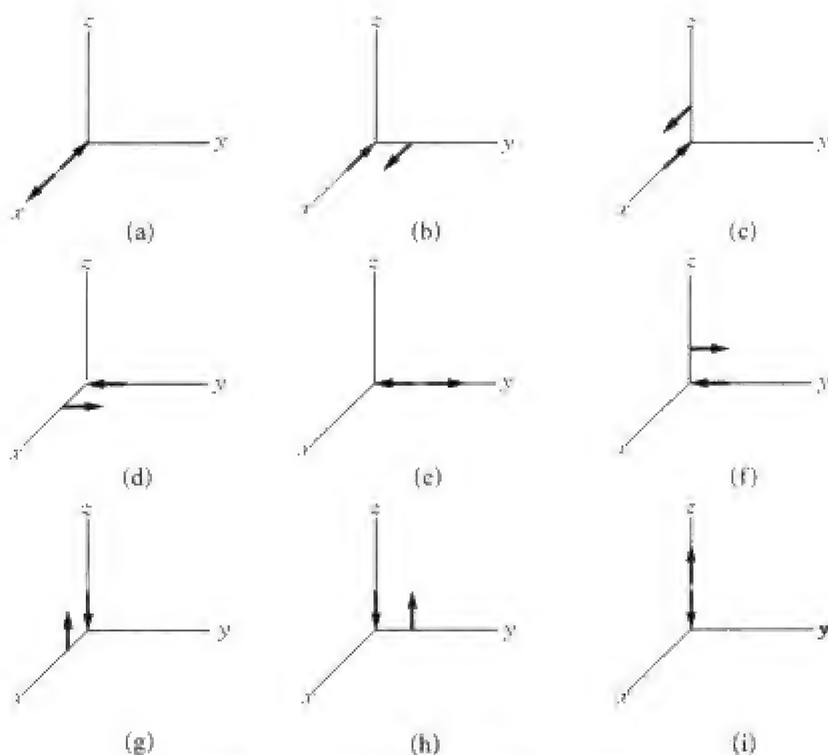


图 2.8　四极子的不同排列情况

(a) U_{xx}；(b) U_{xy}；(c) U_{xz}；(d) U_{yx}；(e) U_{yy}；(f) U_{yz}；(g) U_{zx}；(h) U_{zy}；(i) U_{zz}。

与偶极子公式类似，把上式第二项展开成泰勒级数，并略去二阶以上的小量，可得

$$U_{xy} \approx \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{Mx}{r^3}\left[-1+\left(1+\frac{3hy}{r^2}\right)\right] = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{3Mhxy}{r^5} \tag{2.34}$$

同理，我们可以得到其他类似四极子的磁位表达式

$$
\begin{cases}
U_{yx} = U_{xy} = \dfrac{\mu_0}{4\pi}\dfrac{3Mhxy}{r^5} \\
U_{yz} = U_{zy} = \dfrac{\mu_0}{4\pi}\dfrac{3Mhyz}{r^5} \\
U_{zx} = U_{xz} = \dfrac{\mu_0}{4\pi}\dfrac{3Mhzx}{r^5}
\end{cases}
\tag{2.35}
$$

对于四极子两个轴 $\boldsymbol{l}$ 和 $\boldsymbol{h}$ 同向的情况，我们有

$$
\begin{cases}
U_{xx} = \dfrac{\mu_0}{4\pi}\left\{\dfrac{-\boldsymbol{M}\cdot\boldsymbol{r}}{r^3} + \dfrac{\boldsymbol{M}\cdot(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{h})}{[(x-h)^2+y^2+z^2]^{3/2}}\right\} \\
\quad = \dfrac{\mu_0}{4\pi}\left\{\dfrac{-Mx}{r^3} + \dfrac{M(x-h)}{r^3[1-2hx/r^2+h^2/r^2]^{3/2}}\right\} \\
\quad \approx \dfrac{\mu_0}{4\pi}\dfrac{Mh(3x^2-r^2)}{r^5} \\
U_{yy} = \dfrac{\mu_0}{4\pi}\dfrac{Mh(3y^2-r^2)}{r^5} \\
U_{zz} = \dfrac{\mu_0}{4\pi}\dfrac{Mh(3z^2-r^2)}{r^5}
\end{cases}
\tag{2.36}
$$

由上式可以看出，$U_{xx}+U_{yy}+U_{zz}=0$，再考虑到(2.35)式，可知四极子张量的九个分量中只有五个独立分量。

利用直角坐标-球坐标转换公式和表 2.2 缔合勒让德函数的表达式，上述诸式可以写成

$$
\begin{cases}
U_{xx} = \dfrac{\mu_0 Mh}{4\pi r^3}\left[-P_2^0(\theta)+\sqrt{3}P_2^2(\theta)\cos 2\lambda\right] \\
U_{yy} = \dfrac{\mu_0 Mh}{4\pi r^3}\left[-P_2^0(\theta)-\sqrt{3}P_2^2(\theta)\cos 2\lambda\right] \\
U_{zz} = \dfrac{\mu_0 Mh}{2\pi r^3}P_2^0(\theta) \\
U_{xy} = \dfrac{\sqrt{3}\mu_0 Mh}{4\pi r^3}P_2^2(\theta)\sin 2\lambda \\
U_{yz} = \dfrac{\sqrt{3}\mu_0 Mh}{4\pi r^3}P_2^1(\theta)\sin\lambda \\
U_{zx} = \dfrac{\sqrt{3}\mu_0 Mh}{4\pi r^3}P_2^1(\theta)\cos\lambda
\end{cases}
\tag{2.37}
$$

与球谐级数式(2.4)比较可以看出,四极子磁位正好是 $n=2$ 的五项,也就是说,高斯级数中二阶球谐函数描述了位于地球中心的磁四极子的磁位。若已知球谐级数式(2.4)的高斯系数,我们不难求出四极子磁场各分量的强度。

三、磁八极子(Octapole)

磁八极子可以按照同样的方式由两个四极子构成,八极子有三个轴 l、h 和 s,其中 l、h 二轴与四极子相同,s 从一个四极子到另一个四极子,这样八极子构成了一个由 27 个分量组成的三阶张量。图 2.9 给出八极子的几种不同排列情况,其中图 2.9(a)、(b)和(c)所示的八极子的位是

$$
\begin{aligned}
U_{xyz} &= \frac{3Mh\mu_0}{4\pi}\left\{-\frac{xy}{r^5}+\frac{xy}{[x^2+y^2+(z-s)^2]^{5/2}}\right\} \\
&\approx \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{15Mhsxyz}{r^7}=\frac{\sqrt{15}\mu_0}{4\pi}\frac{Mhs}{r^4}P_3^2(\theta)\sin 2\lambda
\end{aligned}
\tag{2.38}
$$

$$
\begin{aligned}
U_{xxy} &= \frac{Mh\mu_0}{4\pi}\left\{-\frac{3x^2-r^2}{r^5}+\frac{3x^2-[x^2+(y-s)^2+z^2]}{[x^2+(y-s)^2+z^2]^{5/2}}\right\} \\
&\approx \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{3Mhsy(5x^2-r^2)}{r^7} \\
&= \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{3Mhs}{r^4}\left[-\frac{\sqrt{6}}{6}P_3^1(\theta)\sin\lambda+\frac{\sqrt{10}}{2}P_3^3(\theta)\sin 3\lambda\right]
\end{aligned}
\tag{2.39}
$$

$$
\begin{aligned}
U_{xxx} &= \frac{Mh\mu_0}{4\pi}\left\{-\frac{3x^2-r^2}{r^5}+\frac{3(x-s)^2-[(x-s)^2+y^2+z^2]}{[(x-s)^2+y^2+z^2]^{5/2}}\right\} \\
&\approx \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{3Mhsx(5x^2-3r^2)}{r^7} \\
&= \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{3Mhs}{r^4}\left[-\frac{\sqrt{6}}{2}P_3^1(\theta)\cos\lambda+\frac{\sqrt{10}}{2}P_3^3(\theta)\cos 3\lambda\right]
\end{aligned}
\tag{2.40}
$$

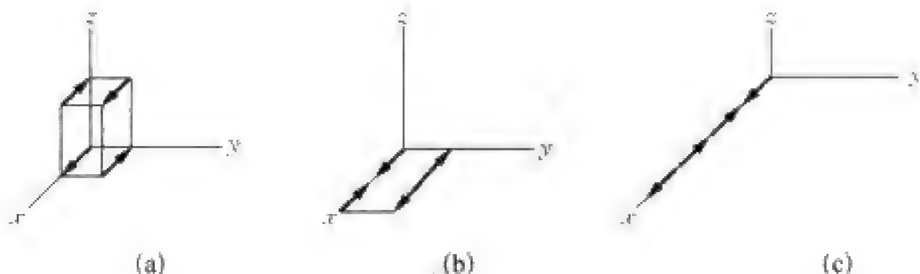


图 2.9 磁八极子的几种不同排列情况
(a) U_{xyz};(b) U_{xxy};(c) U_{xxx}。

同样可以写出其他 24 个分量的磁位。可以证明，在八极子（三阶张量）的 27 个分量中只有 7 个是独立的，它们正是球谐级数式(2.4)中 $n = 3$ 的七项。

用同样的方法，可以构造更高阶磁多极子。2^k 阶极子对应于高斯级数中$n = k$的球谐函数，共有$(2k + 1)$项。由这些磁多极子可以组合成任意磁场，也就是说，任何磁场都可以表示成多极子之和。

应该指出，把地磁场展成球谐级数，或看做磁多极子之和，只是一种形式上的（或数学上的）分解。尽管它是一种非常有用和方便简洁的表达，但是，级数的每一项或每一阶多极子并不一一对应地球内部具体的物理过程。

第四节 主磁场模型和地磁坐标系

对不同区域和不同的使用场合，要求对主磁场做不同近似程度的描述，这相当于在球谐级数中取不同的截断水平，于是产生了许多地磁场模型，如适用于近地区域的地心共轴偶极子模型、地心倾斜偶极子模型、偏心偶极子模型等，为了描述磁层磁场，产生了适用于磁层的 Mead-Williams、Cheo-Beard、Tsykanenko 等模型。

与不同地磁模型相对应，定义了不同的坐标系，如地心偶极坐标系、偏心偶极坐标系、倾角坐标系、B-L 坐标系以及各种磁层坐标系。在不同学科中，我们常常会遇到多种坐标系，但是地磁学中的坐标系尤其多，其目的只有一个，即以最简单的形式表示一个物理量的时空变化特征，以最清晰的方式反映出该量与其他物理量的关系。因此，要根据物理量本身的特点和规律选择或设计恰当的坐标系。例如，在直角坐标系中，半径为 a 的球面方程是 $x^2 + y^2 + z^2 = a^2$，而在球坐标系中，球面方程 $r = a$ 非常简单明了。

一、地心共轴磁偶极子模型

地心共轴磁偶极子模型(geocentric coaxial dipole)是地球主磁场最简单、最粗略的近似表达，磁心（即磁偶极子中心）与地心重合，偶极轴与地球自转轴重合，地磁极与地理极重合，地磁经纬度与地理经纬度一致（参考图 2.7），它的磁位和磁场分量是

$$U = \frac{\mu_0 \boldsymbol{M} \cdot \boldsymbol{r}}{4\pi r^3} = \frac{\mu_0 M \cos\theta}{4\pi r^2} \tag{2.41}$$

$$\begin{aligned} B_r &= -Z = Z_0 \cos\theta \\ B_\theta &= -X = -H = H_0 \sin\theta \\ B_\lambda &= Y = 0 \end{aligned} \tag{2.42}$$

可以看出，这就是主磁场球谐级数中包含 g_1^0 的第一项，Z_0 和 H_0 分别表示磁极和赤道处的磁场强度

$$\begin{aligned} Z_0 &= \frac{\mu_0 M}{2\pi r^3} \\ H_0 &= \frac{\mu_0 M}{4\pi r^3} \end{aligned} \tag{2.43}$$

由式(2.42)和(2.43)可以得到磁倾角与余纬的关系

$$\tan I = \frac{Z}{H} = 2\cot\theta \tag{2.44}$$

在古地磁研究中，经常使用这个公式由磁倾角计算地磁纬度，并进而推断地质时期地磁极的位置。这种在偶极磁场假设下，由单个测点计算出的磁偶极子叫虚磁偶极子，相应的磁极叫虚磁极。同一时期由不同板块推断的磁极位置不同，表明板块之间有相对运动，磁极移动轨迹的差异是确定板块运动的重要依据。

磁力线切线方向即磁场方向，由这一条件可以写出磁偶极子的磁力线方程

$$\frac{\mathrm{d}r}{r\,\mathrm{d}\theta} = \frac{Z}{H} = 2\cot\theta \tag{2.45}$$

积分上式，可以得到磁力线表达式

$$r = La\sin^2\theta \tag{2.46}$$

式中，a 是地球半径，L 表示磁力线与赤道面交点的地心距（以地球半径为单位）。

一条磁力线与南北半球地面（或某一高度的球面）的两个交点叫做磁共轭点，共轭点之间磁力线的长度为

$$l = \int_{\theta_0}^{\pi-\theta_0} \sqrt{(r\,\mathrm{d}\theta)^2 + (\mathrm{d}r)^2} \tag{2.47}$$

式中，θ_0 和 $\pi-\theta_0$ 是磁力线南北共轭点的余纬。将式(2.46)代入，可得

$$
\begin{aligned}
l &= 2La\int_{\theta_0}^{\pi/2}\sqrt{1+3\cos^2\theta}\sin\theta\,\mathrm{d}\theta = 2La\int_0^{\cos\theta_0}\sqrt{1+3u^2}\,\mathrm{d}u \\
&= \frac{\sqrt{3}a}{3-\beta^2}\left[\beta\sqrt{1+\beta^2}+\ln\left(\beta+\sqrt{1+\beta^2}\right)\right]
\end{aligned}
\tag{2.48}
$$

式中 $\beta=\sqrt{3}\cos\theta_0$。

二、地心倾斜偶极子模型和地磁坐标系

对主磁场进一步的近似描述是地心倾斜偶极子模型(geocentric inclined dipole)，如图 2.10 所示。在这个模型中，磁偶极子仍然位于地心，但磁轴与地球自转轴不重合，这个模型包括了主磁场球谐级数 $n=1$ 的三项。

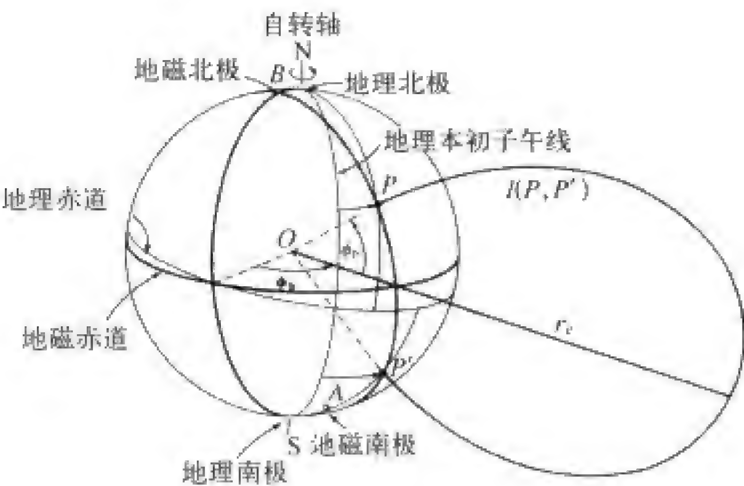


图 2.10 地心倾斜偶极子模型

与地理坐标系相似，我们可以定义地心倾斜偶极子坐标系，这种坐标系叫做"地磁坐标系"(geomagnetic coordinate system)，经纬度叫做"地磁经纬度"。地磁轴与地面的交点叫地磁极。定义经过地理南极的地磁经线(即联结地磁北极、地理南极和地磁南极的半大圆)为零度地磁经线，地磁经度向东为正，从 0°到 360°，因此，地理北极位于 180°地磁经线上。从地磁赤道到地磁北极的地磁纬度为 0°到 90°，从地磁赤道到地磁南极的地磁纬度为 0°到 −90°。地磁坐标系如图 2.11 所示。上面关于地心共轴磁偶极子模型的公式同样可以用于地心倾斜偶极子模型，只需用地磁坐标代替地理坐标即可。

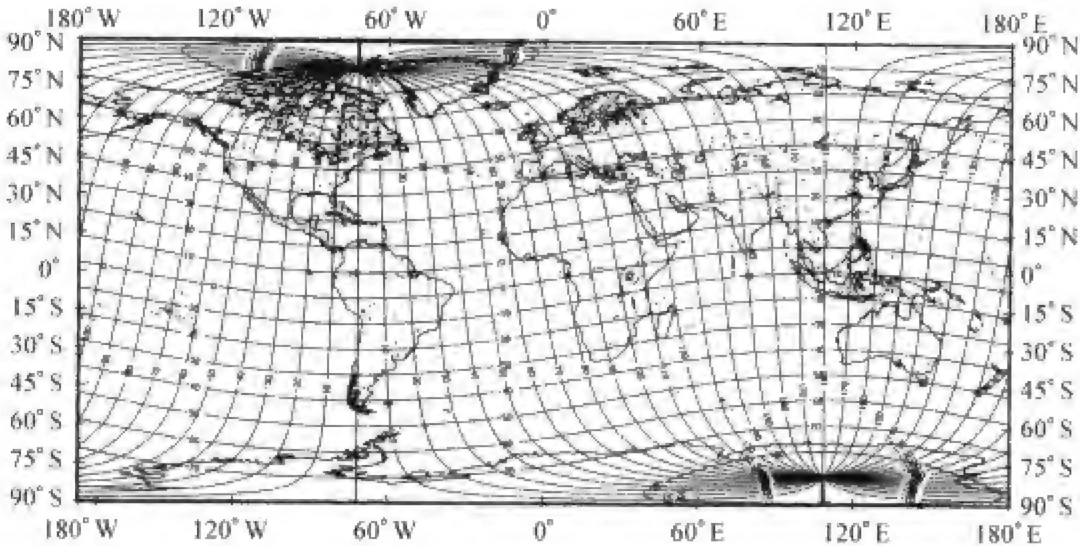


图 2.11　画在地理经纬度网格上的地磁坐标系经纬度线(曲线所示)

地理坐标与地磁坐标的关系如图 2.12 所示，图 2.12(a)给出地理轴和地磁轴及其相对于观测点 P 的位置，图 2.12(b)最外圆圈表示地理赤道。地理北极和地磁北极分别用 N 和 N_m 表示，地表台站 P 的地理经纬度为 λ，φ，P 点的地磁经纬度为 Λ，Φ，地理余纬和地磁余纬分别为 θ，Θ。这里，$\theta = 90^\circ - \varphi$，$\Theta = 90^\circ - \Phi$，地磁北极 N_m 的地理余纬和经度分别为 θ_0，λ_0。

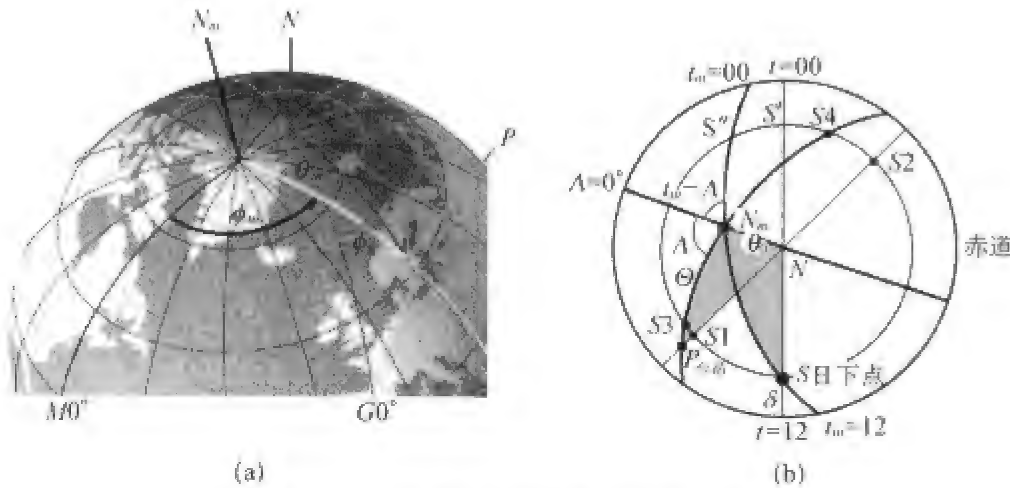


图 2.12　地理坐标与地磁坐标的关系

(a) 地理轴和地磁轴，地理北极和地磁北极在地球上的位置；(b) 地理坐标与地磁坐标的球面三角关系。

在球面三角形 NN_mP 中，已知两边 $NN_m = \theta_0$ 和 $NP = \theta$，它们的夹角 N_mNP 为 $\lambda - \lambda_0$，由球面三角的余弦定理和正弦定理可得

$$\cos\Theta = \cos\theta\cos\theta_0 + \sin\theta\sin\theta_0\cos(\lambda - \lambda_0)$$
$$\sin\Lambda = \frac{\sin\theta\sin(\lambda - \lambda_0)}{\sin\Theta} \tag{2.49}$$

许多高纬度地磁现象与太阳相对于地磁场的方向有关，所以，有必要定义"地磁地方时"t_m（简称磁地方时或偶极时）。与地理地方时 t 的定义相似，当观测点所在的地磁经线通过日下点（日地连线与地面的交点）时，观测点即为地磁正午 $t_m = 12h = 180^\circ$，与之相差 180°的地磁经线位于地磁子夜，即 $t_m = 0h = 0^\circ$。

在图 2.12(b)中，δ 表示日下点的地理纬度，春秋分时 $\delta = 0^\circ$，夏至时 $\delta = 23.5^\circ$，冬至时 $\delta = -23.5^\circ$。假定地球不动，则太阳沿图中内圆匀速西移。当它移动到通过观测点 P 的地理经线 $S1$ 点的时候，P 点处在地理正午时刻，经过 12 小时后，太阳移到 $S2$ 点时，P 点处在地理子夜。从 $S1$ 到 $S2$ 的时间间隔与从 $S2$ 到 $S1$ 的时间间隔均为 12 小时，所以地理地方时是均匀的。地磁地方时的定义与此类似，当太阳移到 P 点地磁经线上的 $S3$ 点时，P 点是地磁正午，移到 $S4$ 点时，P 点是地磁子夜。我们注意到，太阳从磁正午 $S3$ 移到磁子夜 $S4$ 的时间短于从磁子夜移到磁正午的时间。也就是说，地磁地方时不是均匀的。

在图示情况下，S 表示日下点，P 点的地理地方时 $t = \angle S'NP$，磁地方时 $t_m = \angle S''N_mP$。在球面三角形 N_mNS 中，$\angle N_mNS = \lambda - \lambda_0 + \pi - t$，$\angle NN_mS = t_M - \Lambda$，$NS = \pi/2 - \delta$，$NN_m = \theta_0$。由球面三角的余弦定理可知

$$\begin{aligned}\cos N_mS &= \cos\theta_0\cos(\pi/2 - \delta) + \sin\theta_0\sin(\pi/2 - \delta)\cos(\lambda - \lambda_0 + \pi - t) \\ &= \cos\theta_0\sin\delta - \sin\theta_0\cos\delta\cos(\lambda - \lambda_0 - t)\end{aligned} \tag{2.50}$$

$$\sin N_mS = \left\{1 - [\cos\theta_0\sin\delta - \sin\theta_0\cos\delta\cos(\lambda - \lambda_0 - t)]^2\right\}^{1/2} \tag{2.51}$$

由球面三角的正弦定理，我们有

$$\frac{\sin\angle NN_mS}{\sin NS} = \frac{\sin\angle N_mNS}{\sin N_mS} \tag{2.52}$$

代入上述各量，得到地磁时 t_m 与地理地方时 t 的关系

$$\sin(t_m - \Lambda) = -\frac{\cos\delta\sin(\lambda - \lambda_0 - t)}{\left\{1 - [\cos\theta_0\sin\delta - \sin\theta_0\cos\delta\cos(\lambda - \lambda_0 - t)]^2\right\}^{1/2}} \tag{2.53}$$

将地方时 t 与世界时 T 的关系 $t = T + \lambda$ 代入式(2.53)，得到地磁时与世界时的关系

$$\sin(t_m - \Lambda) = \frac{\cos\delta\sin(\lambda_0 + T)}{\left\{1 - [\cos\theta_0\sin\delta - \sin\theta_0\cos\delta\cos(\lambda_0 + T)]^2\right\}^{1/2}} \tag{2.54}$$

在春秋分，$\delta = 0$，(2.54)简化为

$$\sin(t_m - \Lambda) = \frac{\sin(\lambda_0 + T)}{[1 - \sin^2\theta_0\cos^2(\lambda_0 + T)]^{1/2}} \tag{2.55}$$

因为 $\theta_0 \approx 11^\circ$，$\sin^2\theta_0 \approx 0.0364 \ll 1$，所以，式(2.55)可近似为

$$t_m \approx T + \Lambda + \lambda_0 \tag{2.56}$$

在中低纬度地区，地理地方时与地磁时相差不超过0.5小时，但在高纬度地区，二者有明显的差别，特别是在地磁极附近。图2.13给出中国南极中山站 $\Delta t = t_m - t$ 随UT的变化，中山站地理经纬度为76.4°，−69.4°，地磁经纬度为123.5°，−77.1°，在这里，最大 Δt 可达−2小时。图2.14给出南北半球春秋分时刻，不同UT对应的磁正午等时线(过日下点的地磁经线)。

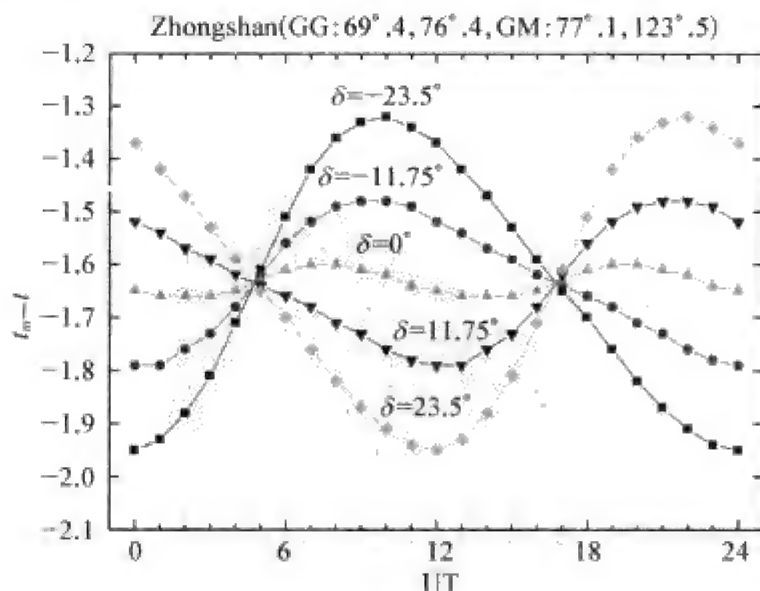
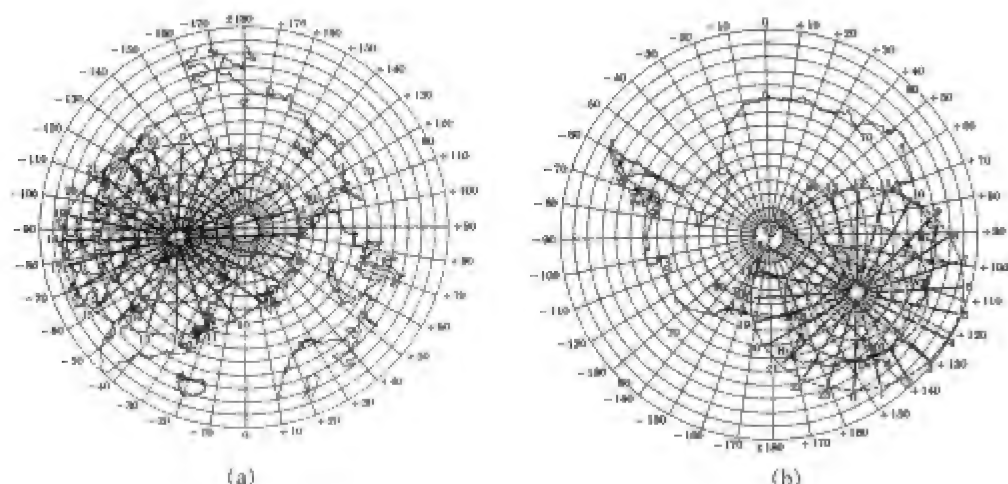


图2.13 中国南极中山站 $\Delta t = t_m - t$ 随UT的变化

图中五条曲线表示不同太阳赤纬(即不同季节)情况下 Δt 的变化。



(a) (b)

图 2.14 在春秋分时刻，不同 UT 时刻的磁正午等时线

等时线上的数字表示 UT。图(a)和图(b)分别是北半球和南半球的等时线。

三、偏心偶极子模型和偏心坐标系

如果地磁场只是一个地心偶极子的磁场，则无论偶极子轴沿着自转轴，或者与之有一定夹角（即倾斜偶极子），描述地磁场只需一组中心偶极球谐函数就足够了。但是许多观测事实显示，偶极子不仅是倾斜的，而且它并不位于地心，主要的观测事实有：主磁场图与中心偶极子场有很大偏离、磁极与地磁极相距几百公里、南北磁极不对称、磁赤道偏离地磁赤道、显著的南大西洋磁异常、东半球水平分量和总强度总体说来比西半球大、L-壳等值线和极光卵不是圆形等等。于是，需要寻找新的球谐展开中心，并且相应地建立一套新的球坐标系，在这个坐标系中，偶极分量最大，其他分量最小，这就是偏心偶极坐标系（eccentric dipole coordinate system）。

在中心偶极子近似中，我们只考虑了球谐级数中 $n=1$ 的三项，即 g_1^0、g_1^1 和 h_1^1。在建立偏心偶极磁场模型和相应的偏心偶极坐标系时，要进一步考虑四极子（$n=2$），以便得到更好的近似。

如上所述，把地理坐标系的 z 轴（自转轴）旋转到地磁偶极轴，我们从共轴偶极子系 xyz 过渡到倾斜偶极系 $x'y'z'$，新系中磁位的 $g'^1_1=h'^1_1=0$，即磁偶极子轴与 z' 轴重合。如果我们再把坐标系平移一段距离 h，使新系中磁位的 $g''^0_2=g''^1_2=h''^1_2=0$，就得到偏心偶极坐标系 $x''y''z''$，如图 2.15 所示。这里应该注意，我们无法使新系中 $n=2$ 的五个球谐系数同时为零，最多只能使三个系数为零。事实上，从物理观点来考虑，我们不能通过坐标轴旋转使四极子消失，最佳旋转是使四极子的两个轴与两个坐标轴重合。新系原点(x_0,y_0,z_0)由下式确定

$$\begin{cases} x_0 = \dfrac{a(L_x - g_1^1 E)}{3H_2^0} \\ y_0 = \dfrac{a(L_y - h_1^1 E)}{3H_2^0} \\ z_0 = \dfrac{a(L_z - g_1^0 E)}{3H_2^0} \end{cases} \tag{2.57}$$

式中

$$\begin{cases} L_x = g_1^1 g_2^0 + \sqrt{3}(g_1^1 g_2^2 + h_1^1 h_2^2 + g_1^0 g_2^1) \\ L_y = - h_1^1 g_2^0 + \sqrt{3}(g_1^1 h_2^2 + h_1^1 g_2^2 + g_1^0 h_2^1) \\ L_z = 2g_1^0 g_2^0 + \sqrt{3}(g_1^1 g_2^1 + h_1^1 h_2^1) \\ E = \dfrac{g_1^1 L_x + h_1^1 L_y + g_1^0 L_z}{4H_2^0} \\ H_2^0 = (g_1^0)^2 + (g_1^1)^2 + (h_1^1)^2 \end{cases} \tag{2.58}$$

图2.16在地理坐标系的背景上画出偏心偶极坐标系，地理极和偏心极分别用黑色大圆点和大方点标出。

偏心偶极子坐标系有一些不同于偶极坐标系的特点：① 偏心偶极子坐标系有两种磁极。磁轴与地面的交点 A 叫做轴极，磁力线垂直进出地面的点 B 叫做"倾角极"；② 经纬度不再是均匀网格。

偏心偶极子的磁心位置随时间不断移动。1960年，$r_0 = 450$ km，$\theta_0 = 75^\circ$，$\lambda_0 = 150^\circ$，即磁心从地心向太平洋关岛方向偏移450 km。

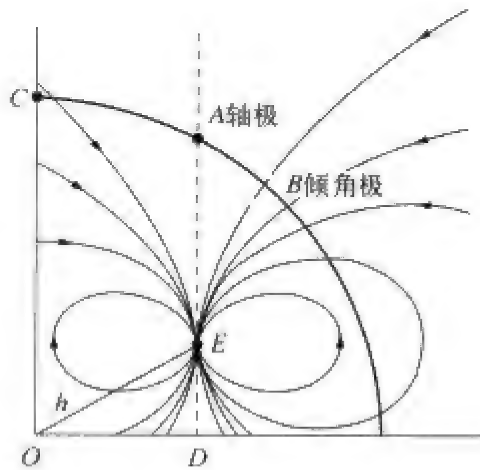


图2.15　偏心偶极坐标系示意图
该坐标系原点是 E，由地心 O 点移动距离 h 而来。

四、倾角坐标系

为了描述实测地磁场的空间分布，有时使用倾角坐标系（图2.17）。在这个坐标系中，磁倾角等于零的点构成倾角赤道（或磁赤道），磁倾角等于90°的点叫北倾角极（或北磁极），磁倾角等于−90°的点叫南倾角极（或南磁极）。必须十分注意地磁极、地磁赤道与磁极、磁赤道的区别。

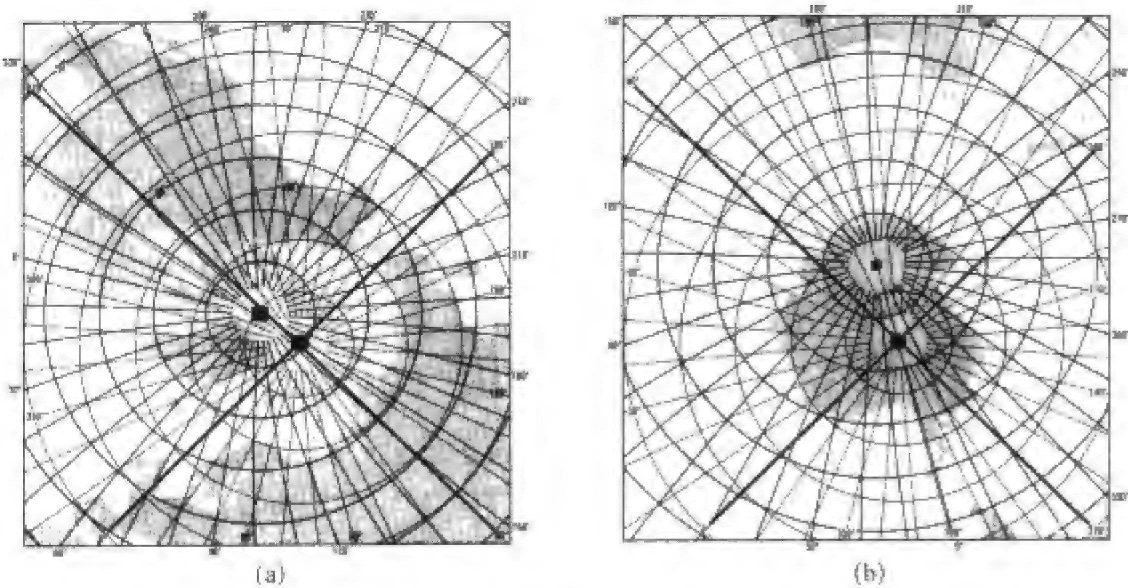


图 2.16 叠加在地理坐标系上的偏心偶极坐标系

(a) 北半球；(b) 南半球。图中粗实线表示偏心坐标的经纬度线，图边框外侧的数字标出偏心经度；细实线表示地理经纬度线，图边框内侧的数字标出地理经度。为了清晰起见，分别用黑色大圆点和大方点标出地理极和偏心极，用特粗实线标出 0°～180°和 90°～270°地理经线。

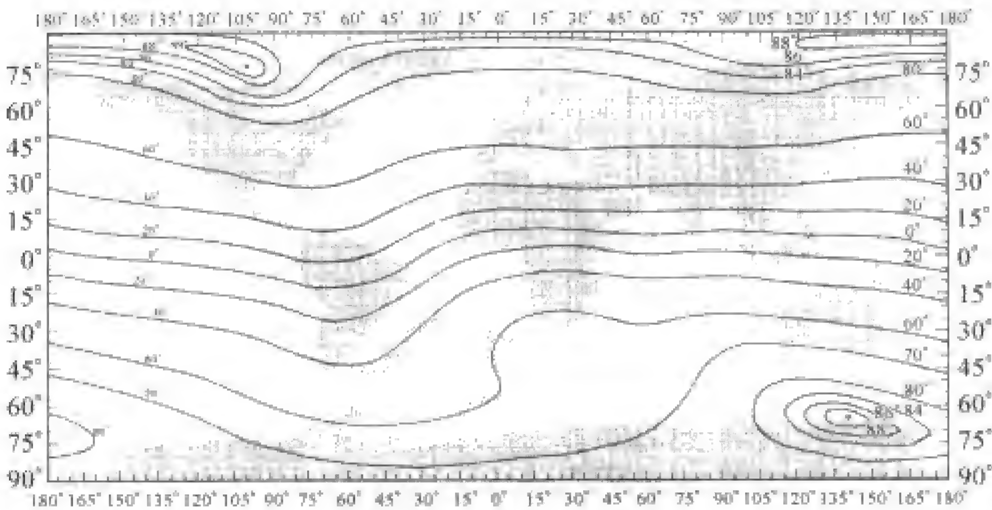


图 2.17 倾角坐标系

五、磁层坐标系

以上地磁场模型和相应的坐标系主要适用于地球附近约 6 个地球半径以内的磁场结构。随着地心距离的增加，太阳风对地磁场的作用越来越大。在外磁层，特别是在磁尾，地磁场的位形畸变很大。为了描述磁层磁场对粒子分布的控制作用以及太阳风-磁层相互作用，磁层物理学中常常使用另外

几种不同的磁层坐标系。

1. B–L 坐标系

习惯上我们多采用空间几何量(如距离、角度)作为坐标来描述物理量的分布和变化。然而,这不是惟一的选择。例如,在大气科学中,用气压代替高度来组织观测资料,或描述大气参数随高度变化的规律,往往得到更简明而有意义的表达式。同样,在地磁学中,我们也可以用地磁场强度或绝热不变量来代替空间几何量,构成新的坐标系。B–L 坐标系就是为了描述磁层辐射带粒子强度分布而引入的一种新型磁层坐标系。

B–L 坐标系的一个坐标是磁场强度 B。它是由 B–I 坐标系演变而来的。卫星探测早期,人们在构建捕获粒子强度分布图的尝试中遇到了很大的困难,其主要原因是粒子强度的空间梯度太大。例如,在内辐射带的低高度处,当地心距变化 3%时,粒子强度的变化超过 10 倍。用地磁偶极坐标系组织资料显然行不通,因为地磁场的真实位形与任何可能的偶极子模型相差绝不止 3%,因此,可以预料,如果用偶极模型作为坐标系,所得结果一定混乱不堪。如果能够找到一个物理量,它在低高度处变化快,高高度处变化慢,用它来组织离子资料将会更好。地磁场强度随高度的变化就具有这种特征。

地磁场捕获粒子的绝热运动有三个不变量,第一和第二绝热不变量可以表达如下

$$\mu = \frac{m v_{\perp}^2}{2B} = \frac{m v^2}{2B_m} = \frac{\varepsilon}{B_m}$$

$$\oint p\,\mathrm{d}q = \oint v_{//}\,\mathrm{d}s$$

式中,积分在两个磁共轭镜点 A 和 A' 之间进行,两镜点的磁场强度 B_m 相等,当粒子在镜点反射时,平行速度 $v_{//} = 0$。B 是沿磁力线的磁场强度,$\mathrm{d}s$ 是沿磁力线的线元。由此可得与粒子参数无关的两个量 $B_m = \frac{\varepsilon}{\mu}$ 和 $I = \int_A^{A'} \sqrt{1 - B/B_m}\,\mathrm{d}s$。由于第一绝热不变量 μ 和粒子能量 $\varepsilon = m v^2/2$ 守恒,所以,对于所有在 A 和 A'反射的粒子来说,B_m 是一个运动绝热不变量。由于第二绝热不变量守恒,所以,对于所有在 A 和 A'反射的粒子来说,I 也是一个绝热不变量。根据这些性质,McIlwain 提出了 B–I 坐标系。

后来,意义不是很明显的参数 I 被更加直观形象的参数 L 代替,于是就有了 B–L 坐标系。事实上,人们早就注意到磁力线在磁场表达中的重要作用,也自然想到,用磁力线作为一组坐标线会带来许多方便。McIlwain

用磁力线与赤道面交点的地心距 L（以地球半径为单位）来定义该磁力线的空间坐标值，具有相同 L 的磁力线形成一个围绕地球的环面，称作磁壳，所以 L 又叫磁壳参数，它表示磁力线向远处伸展的程度。在实际地磁场中，L 等于粒子漂移面在赤道上离地心的平均距离。

显然，B-L 坐标系不是正交的，只是在赤道上，磁壳才是平行的。图 2.18(a)是偶极磁场的 B-L 坐标，可以看到，$L = 4$ 的磁壳与地面交于 $\pm 60^{\circ}$ 纬度圈。图 2.18(b)在地理坐标系的世界地图背景上，用虚线表示 100 km高度的 L 等值线，用实线表示磁共轭点的地理坐标。举例来说，图

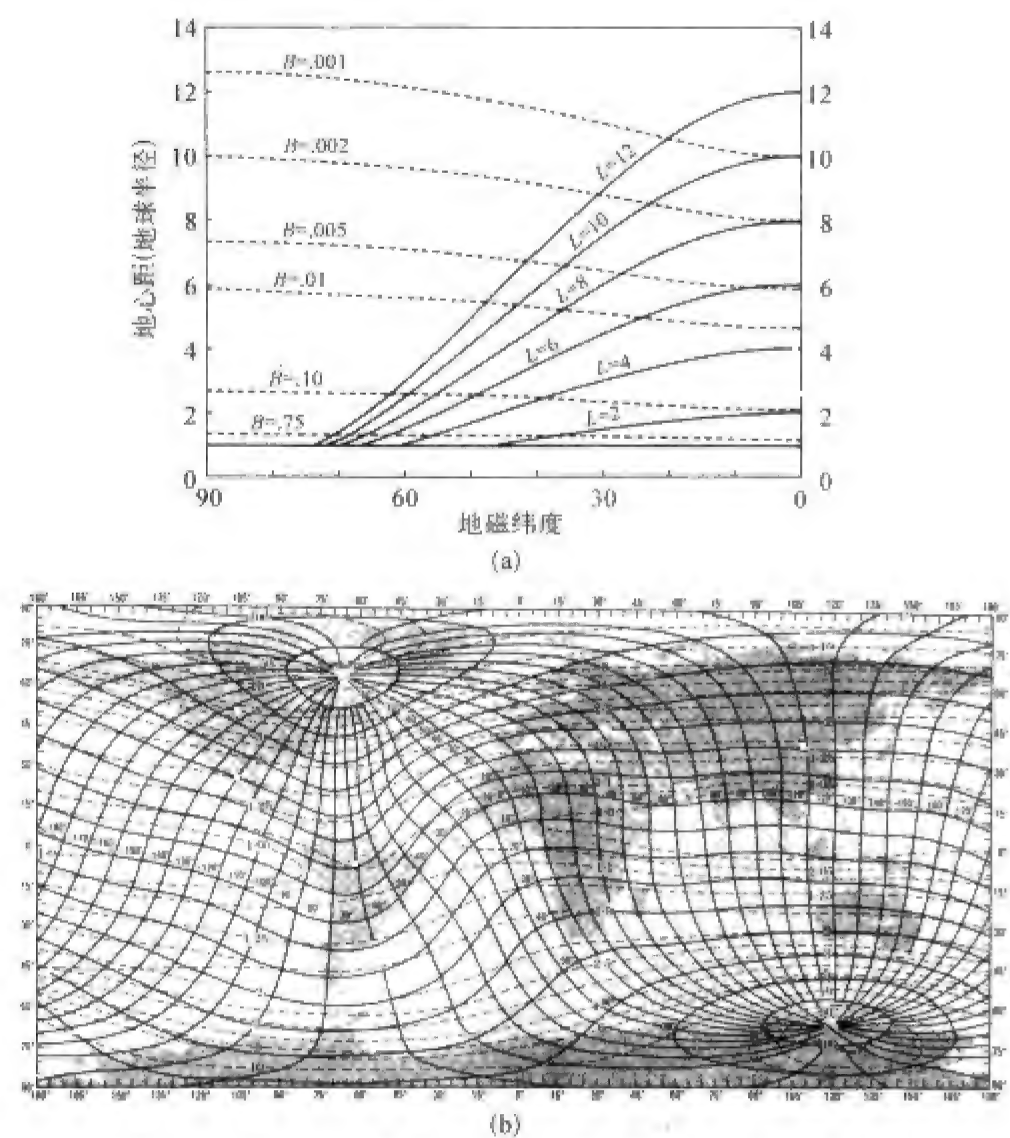


图 2.18 B-L 坐标系

(a) 偶极磁场的 B-L 坐标系；(b) 100 km 高度的 L 等值线（虚线）和磁共轭点的地理坐标（实线）。带十字圆点表示西安（约 109°E，约 34°N），它的 L 值约为 1.25，磁共轭点的地理位置是（约 110°E，约 20°S）。

中带十字圆点的记号表示西安的位置(约 109°E,约 34°N),由虚线等值线的值可知,西安的 L 值约为 1.25,由实线等值线可知,西安磁共轭点的地理位置是(约 110°E,约 20°S)。在磁层物理中,许多地磁现象和粒子现象在 B-L 坐标系中可以得到更好的规律性表达。

2. 不变坐标系(invariant coordinate system)

在高纬度地磁和空间物理现象的研究中,经常使用不变坐标系,它是由 B-L 坐标系转换而来的。为了使中低纬度地区的不变经度与地理经度有大体相似的数值,可以把不变纬度坐标系的经度参考零点选在地理零度经线与地理赤道的交点上。

空间某一高度某一点的不变纬度 Φ 由该处 L 值确定:

$$\Phi = \arccos\sqrt{\frac{1}{L}} \tag{2.59}$$

应该注意的是,由于地磁场处在不断的变化中,所以,不变经纬度坐标与地磁坐标一样,也在不断变化。此外,由于太阳风的作用,高纬度地区的磁力线严重畸变,地磁共轭性已经不再是原来偶极磁场下的意义。图 2.19(a)和(b)分别是 1977.25 年南北半球 105 km 高度处的不变坐标系。

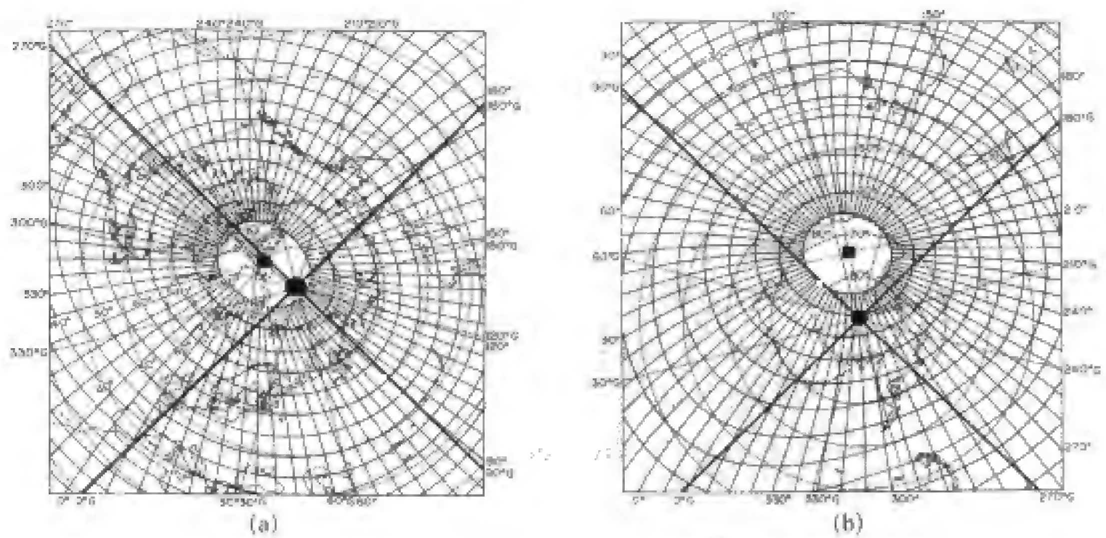


图 2.19 1977.25 年南北半球 105 km 高度处的不变坐标系

(a) 北半球;(b) 南半球。图中粗实线表示不变经纬度线,图边框外不带 G 的数字标出不变经度;细实线表示地理经纬度线,图边框外带 G 的数字标出地理经度。为了清晰起见,分别用黑色大圆点和大方点标出地理极和不变极,用特粗实线标出 0°~180°和 90°~270°地理经线。

3. 改正地磁坐标系(corrected geomagnetic coordinates, CGM)

地磁偶极坐标系只考虑了偶极磁场,为了研究极光带形状,必须考虑非偶极子场,于是引入了改正地磁坐标系。通过地面或空间一点 P 的实际磁

力线与地磁赤道面交于Q点，Q点在偶极坐标系GM中的经纬度即为P点的改正地磁经纬度。

为了得到地面(或某一高度)CGM经纬网，我们把地磁经纬网沿偶极场磁力线投影到地磁赤道面，得到一系列同心圆和一系列放射线组成的正交网格，同心圆是地磁纬度圈的投影，放射线是地磁经线的投影。然后，沿IGRF/DGRF磁力线将这个赤道面经纬网映射回地面(或该高度)，就得到一个畸变了的经纬网：纬度圈不再是原来的圆，而是一系列卵形圆圈，经度圈也不再是原来的大圆。这就是改正地磁经纬网。显然，CGM的经纬线一般不再正交。在某些近赤道地区，IGRF磁力线不能到达地磁赤道面，此时，CGM的标准定义不再适用，Gustafsson et al.(1992)提出一种新方法，用磁力线上B_{min}来定义这种区域的CGM纬度值。

由于CGM经线不再是大圆，所以必须重新定义经线方向，我们用观测点与CGM磁极的大圆来近似表示该观测点的CGM经线方向。这一方向与地理北的夹角叫做子午角(meridian angle)，北半球向东为正。这类似于磁偏角。同理，偶极坐标系中的地磁时定义也不再适用于CGM系，而必须重新定义。

随着地磁场的长期变化，改正地磁坐标系也发生相应的变化，其年变化可达10 km甚至更多。

4. 地心太阳-黄道坐标系(Geocentric Solar Ecliptic system，简称GSE)

直角坐标系原点位于地心，X_{SE}轴指向太阳，Z_{SE}轴垂直于黄道面向北，Y_{SE}轴指向昏侧(即地球公转的反方向)完成右手坐标系(图2.20(a))。这种坐标系没有考虑地磁轴绕地理轴的每日旋转，即没有考虑地磁场位形的周日变化。相对于惯性系而言，GSE坐标系每年旋转一周。

GSE坐标系的经度从X轴转到Y轴，纬度由XY平面算起，向北为正。这个坐标系用于表示卫星轨道、行星际磁场和太阳风速度等。

5. 地心太阳-磁层坐标系(Geocentric Solar Magnetospheric system，简称GSM)

直角坐标系原点位于地心，X_{SM}轴指向太阳，Z_{SM}轴位于X_{SM}轴与地磁偶极轴决定的平面内，Y_{SM}轴完成右手坐标系(图2.20b)。这种坐标系考虑了地磁轴绕地理轴旋转的一个分量，即这种旋转在晨昏面(卯酉面)内绕X轴的摆动。

这个坐标系用于表示磁层顶、激波边界面、磁鞘磁场和太阳风速度、磁尾磁场，因为地磁轴取向的变化改变着太阳风流动的柱对称性。这个坐标系也用于磁层顶电流。

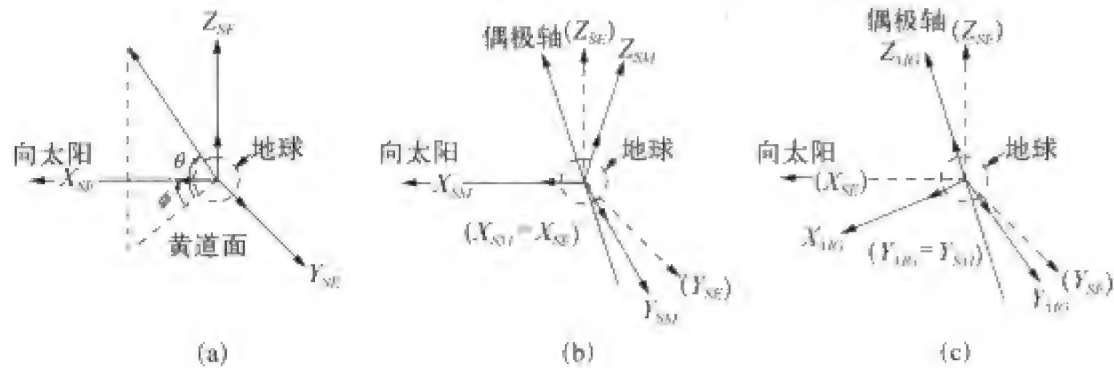


图 2.20　地心磁层坐标系

(a) 太阳-黄道坐标系；(b) 太阳-磁层坐标系；(c) 太阳-磁坐标系。

6. 太阳-磁坐标系(Solar Magnetic system，简称 MG)

直角坐标系原点位于地心，Y_{MG} 轴与 Y_{SM} 轴相同，Z_{MG} 轴与地磁偶极轴重合，X_{MG} 轴位于日地连线和地磁偶极轴决定的平面内，并完成右手坐标系(图 2.20(c))。这种坐标系既考虑地磁轴在晨昏面(卯酉面)内的摆动，又考虑在子夜-正午面内的摆动。相对于惯性系而言，MG 坐标系除了每年旋转一周外，对应于地磁轴的旋转，坐标系每天自转一周。

上述 3 种磁层坐标系在组织太阳风-磁层的卫星观测资料时非常有用。

第五节　国际参考地磁场

就像物理学界对质量、时间、长度等物理量制定国际标准一样，在地球物理学中，对某些常用的观测量和物理场也常常采用国际认可的标准，如国际重力公式、杰佛瑞斯-布仑地震走时表、国际标准大气、国际参考电离层等。表示地球主磁场的国际标准叫做"国际参考地磁场"(International Geomagnetic Reference Field，简称 IGRF)，过去也叫国际地磁参考场。

一、IGRF

国际地磁与高空物理联合会(IAGA)成立专门工作组编制 IGRF，从

1969 年推出的第一代 IGRF 到 2005 年第十代 IGRF(表 2.4),每一个模型有初步制定的 IGRF 版和最后确定的 DGRF 版。IGRF 模型用式(2.4)所示的球谐级数表达,级数的截断水平 n_{max} 取决于资料点的覆盖情况和磁测值的精度,1900～1995 年模型的 $n_{max}=10$,每个模型包括 120 个球谐系数,系数精度为 1 nT;长期变化模型 $n_{max}=8$,包括 80 个球谐系数,系数精度为 0.1 nT;2000 年以后的模型截断水平提高到 $n_{max}=13$,球谐系数增加到 195 个,系数的精度提高到 0.1 nT,长期变化模型不变。

表 2.4　IGRF 模型的发展

全　称	简　称	适用期	定义年代
第 10 代 IGRF(2005 年修订)	IGRF-10	1900.0～2010.0	1945.0～2000.0
第 9 代 IGRF(2003 年修订)	IGRF-9	1900.0～2005.0	1945.0～2000.0
第 8 代 IGRF(1999 年修订)	IGRF-8	1900.0～2005.0	1945.0～1990.0
第 7 代 IGRF(1995 年修订)	IGRF-7	1900.0～2000.0	1945.0～1990.0
第 6 代 IGRF(1991 年修订)	IGRF-6	1945.0～1995.0	1945.0～1985.0
第 5 代 IGRF(1987 年修订)	IGRF-5	1945.0～1990.0	1945.0～1980.0
第 4 代 IGRF(1985 年修订)	IGRF-4	1945.0～1990.0	1965.0～1980.0
第 3 代 IGRF(1981 年修订)	IGRF-3	1965.0～1985.0	1965.0～1975.0
第 2 代 IGRF(1975 年修订)	IGRF-2	1955.0～1980.0	～
第 1 代 IGRF(1969 年修订)	IGRF-1	1955.0～1975.0	～

表 2.5 列出 1900～2010 年 23 个国际参考地磁场的前二阶球谐系数,其中,2010 年模型的系数是由 2005 年模型和 2005～2010 年长期变化模型计算的。

表 2.5　1900～2010 年国际参考地磁场的球谐系数($n\leqslant 2$)

	g_1^0	g_1^1	h_1^1	g_2^0	g_2^1	h_2^1	g_2^2	h_2^2
1900 年	−31 543	−2 298	5 922	−677	2 905	−1 061	924	1 121
1905 年	−31 464	−2 298	5 909	−728	2 928	−1 086	1 041	1 065
1910 年	−31 354	−2 297	5 989	−769	2 948	−1 128	1 176	1 000
1915 年	−31 212	−2 306	5 875	−802	2 956	−1 191	1 309	917
1920 年	−31 060	−2 317	5 845	−839	2 959	−1 259	1 407	823

续表

	g_1^0	g_1^1	h_1^1	g_2^0	g_2^1	h_2^1	g_2^2	h_2^2
1925 年	−30 926	−2 318	5 817	−893	2 969	−1 334	1 471	728
1930 年	−30 805	−2 316	5 808	−951	2 980	−1 424	1 517	644
1935 年	−30 715	−2 306	5 812	−1 018	2 984	−1 520	1 550	586
1940 年	−30 654	−2 292	5 821	−1 106	2 981	−1 614	1 566	528
1945 年	−30 594	−2 285	5 810	−1 244	2 990	−1 702	1 578	477
1950 年	−30 554	−2 250	5 815	−1 341	2 998	−1 810	1 576	381
1955 年	−30 500	−2 215	5 820	−1 440	3 003	−1 898	1 581	291
1960 年	−30 421	−2 169	5 791	−1 555	3 002	−1 967	1 590	206
1965 年	−30 334	−2 119	5 776	−1 662	2 997	−2 016	1 594	114
1970 年	−30 220	−2 068	5 737	−1 781	3 000	−2 047	1 611	25
1975 年	−30 100	−2 013	5 675	−1 902	3 010	−2 067	1 632	−68
1980 年	−29 992	−1 956	5 604	−1 997	3 027	−2 129	1 663	−200
1985 年	−29 873	−1 905	5 500	−2 072	3 044	−2 197	1 687	−306
1990 年	−29 775	−1 848	5 406	−2 131	3 059	−2 279	1 686	−373
1995 年	−29 692	−1 784	5 306	−2 200	3 070	−2 366	1 681	−413
2000 年	−29 619.4	−1 728.2	5 186.1	−2 267.7	3 068.4	−2 481.6	1 670.9	−458.0
2005 年	−29 556.8	−1 671.8	5 080.0	−2 340.5	3 047.0	−2 594.9	1 656.9	−516.7
2010 年	−29 512.8	−1 617.8	4 973.5	−2 415.5	3 012.5	−2 711.4	1 651.9	−586.7

国际参考地磁场在科研、生产、通讯、航天等领域有着广泛的用途，它更是陆地、海洋和航空磁测的基础。应该指出的是，在使用国际参考地磁场时必须注意它的误差。由于受到观测资料和分析方法的限制，偶极场、非偶极场和总场的误差分别约为 0.1%、2%、0.5%。也就是说，IGRF 的误差可能达到 250 nT，这相当于局部磁异常场平均值的两倍。

二、IGRF 的扩展和延伸

对于地磁场长期变化研究来说，现有的 IGRF 模型序列只有 105 年，显然太短，所以，有必要将该序列向前延伸到更早的年代。

早期地磁场模型的截断水平较低，一般 $n_{max} \leqslant 2 \sim 6$，表达形式也不全是施密特准归一化球谐函数形式。Barraclough(1978)收集整理了从 1550

年到1970年420年期间所有的磁场模型，共计264个，其中1550～1900年(不含1900)96个，1900～1970年168个。他将这些模型统一归算成现在普遍采用的IGRF形式(即施密特准归一化缔合勒让德函数形式)。表2.6列出这些模型的基本数据。图2.21是由这些模型的前3个球谐系数计算出的地磁偶极矩随时间的变化，图中还画出了IGRF的结果以作比较。图2.22是由这些模型计算出的偶极子、四极子和八极子能量随时间的变化。由图可以清楚地看出，早期模型的结果非常分散，年代相同或相近的偶极矩之间差别甚大。这种不相符合的情况并非意外，因为早期模型依据的资料非常有限，而且不同模型所用资料不同，分析方法也不相同。这样的资料系列给进一步研究带来极大的困难。

表2.6 历史地磁场模型(根据Barraclough,1978)

模型编组	年代	模型数	n_{max}	m_{max}	归一化形式	地球形状	分析的要素(逗号分开不同方案)
1	1550	4	2～6	2～5	G,S	S	*XY*,*D*,*DI*
2	1600	8	4～6	4～5	G,S	S,E	*XY*,*D*,*DI*,*DIF*
3	1650	8	4～6	4～5	G,S	S,E	*XY*,*D*,*DI*,*DIF*
4	1700	10	2～4	2～4	G,S	S,E	*I*,*D*,*XY*,*DI*,*DIF*
5	1750	5	4～5	4～5	S	S,E	*D*,*DI*
6	1760	1	2	2	G	S	*I*
7	1770	1	4	4	S	S	*DIF*
8	1780	4	4～6	4～5	G,S	S	*DI*,*XYZ*
9	1787	1	2	2	G	S	*I*
10	1800	8	4～6	4～6	G,S	S,E	*D*,*DI*,*DIH*
11	1820	1	4	4	G	S	*DIF*
12	1829	1	4	4	G	S	*XYZ*
13	1830	1	5	5	G	S	*Z*
14	1835	3	4～6	4～6	G,S	S	*XYZ*,*XY*
15	1840	1	4	4	G	S	*DIF*
16	1842	3	6	5	G	S	*XYZ*,*XY*,*Z*
17	1845	4	4～6	4～6	G	E	*XYZ*,*XY*,*Z*
18	1850	3	4	4	S	S,E	*D*,*DIH*

续表

模型编组	年代	模型数	n_{max}	m_{max}	归一化形式	地球形状	分析的要素（逗号分开不同方案）
19	1860	1	4	4	G	S	*DIF*，*XYZ*
20	1880	5	4～6	4～6	G	S，E	*XYZ*，*XY*，*Z*
21	1885	22	2～7	2～7	G，F，S	S，E	*XYZ*，*XY*，*Z*
22	1890	1	4	4	S	E	*DIH*
23	1900	2	4～6	4～5	S，G	S	*XYZ*
24	1905	1	6	6	S	S	*XY*
25	1907	2	2	2	S	S	*Z*，*XY*
26	1910	1	4	4	S	E	*DIH*
27	1915	1	6	6	S	S	*XY*
28	1922	5	6	1～6	G，F	S，E	*XY*，*Z*
29	1925	1	6	6	S	S	*XY*
30	1932	2	4	4	S	S	*XY*，*Z*
31	1935	1	6	6	S	S	*XY*
32	1937	2	4	4	S	S	*XY*，*Z*
33	1942	7	4～6	4～6	S，G	S，E	*XY*，*Z*，*XYZ*
34	1945	18	2～15	2～15	S	S，E	*XY*，*Z*，*XYZ*
35	1947	1	6	6	S	S	*XYZ*
36	1950	3	4	4	S	S	*XY*，*Z*
37	1952	1	6	6	S	S	*XYZ*
38	1955	40	3～24	2～17	S，G	S，E	*XY*，*XYZ*，*Z*
39	1957	19	2～10	2～10	S	S，E	*XYZ*
40	1958	13	4～8	4～8	S	S	*XY*，*XYZ*，*Z*
41	1959	4	4～7	3～7	S，G	S	*XYZ*，*XY*，*Z*，*F*
42	1960	19	4～11	4～11	S，G	S，E	*XYZ*，*XY*，*DF*，*D*，*HF*，*DIHZ*，*DIHZF*，*Z*
43	1962	1	6	6	S	S	*XYZ*
44	1965	23	4～12	4～12	S	S，E	*XY*，*Z*，*XYZ*，*F*，*DIHZF*
45	1970	1	12	12	S	E	*DXYZF*

归一化形式：G-Gauss，S-Schimidt；地球形状：S-球体，E-椭球体。

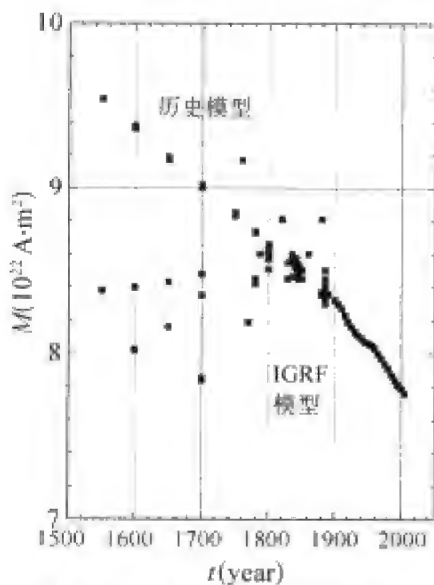


图 2.21 地磁偶极矩随时间的变化

1550～1890 年期间的地磁偶极矩是根据历史地磁模型计算的，1900～2005 年的地磁偶极矩是由 IGRF 模型计算的。

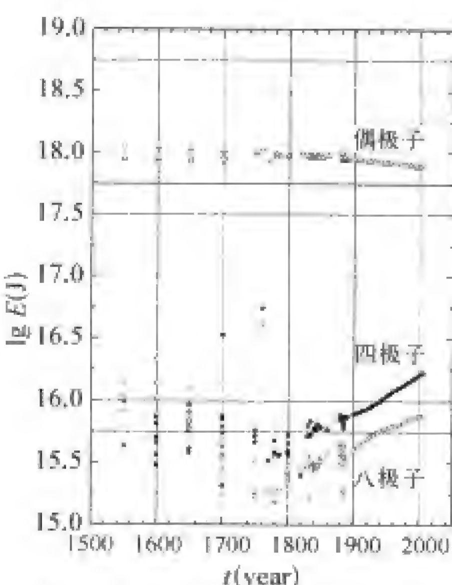


图 2.22 地磁场偶极子、四极子和八极子的能量随时间的变化

1550～1890 年期间的值是根据历史地磁模型计算的，1900～2005 年的值是由 IGRF 模型计算的。

为了与 1900～2005 年的 IGRF 序列衔接，必须把早期模型的截断水平提高到 10 或 13。实现模型截断水平的提高有两种途径，一种是尽量全面收集和补充建模前后地磁观测资料，重新计算，建立高截断水平的模型。Jackson 等(2000)收集和补充了磁场测量资料(参见图 1.33)，特别是海洋磁测资料，将截断水平提高到 14，计算出 1555～1900 年期间每隔 2.5 年的模型序列 GUFM1。GUFM1 模型与 IGRF 模型相结合，使我们有了长达 450 年的等间隔主磁场球谐模型。图 2.23 是这些模型前 4 个球谐系数随时间的变化。

提高模型截断水平的另一种方法是基于本征模分析的"循序渐退"法(徐文耀，2000，2003)。这种方法包括 3 个步骤：① 由 IGRF1900～2000 年 21 个模型求出地磁场本征模，这些本征模是构成主磁场的基本组分；② 在本征模结构的基础上，把最接近 1900 年的低阶历史模型(如 1885)"升阶"；③ 将升阶后的 1885 模型加入 IGRF1900～2005 序列，得到扩展序列 IGRF1885～2005。重复①、②两步计算，如此逐步向前，依次把低截断水平的历史模型一个个"升阶"。图 2.24 给出由 IGRF1900～2000 模型得到的地球主磁场前五阶本征模。左列的五幅图是 Z 分量等值线和水平矢量叠加图，中列的图是各阶本征模的高斯系数，右列的图是各阶模强度的长期变化。

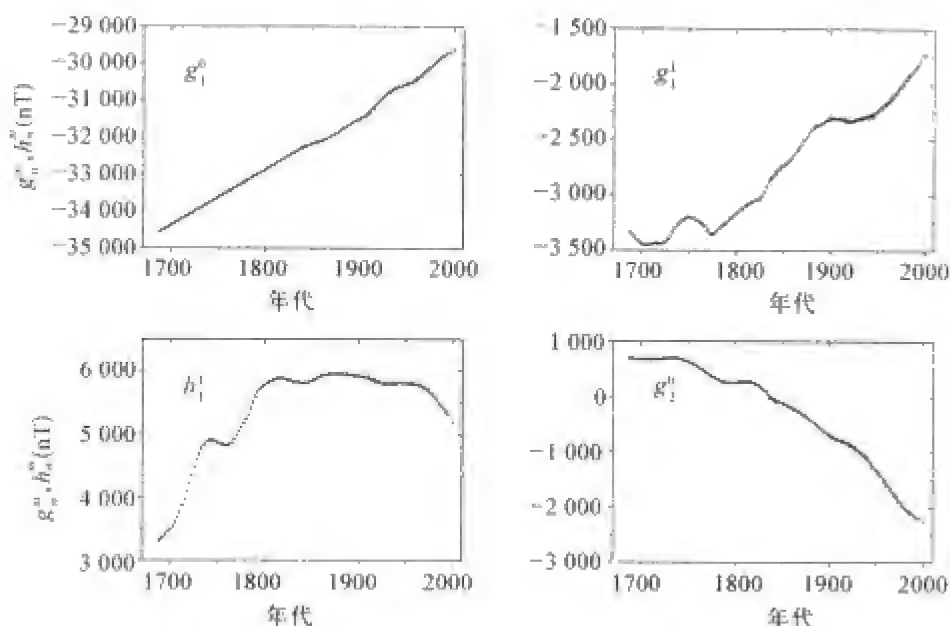


图 2.23 地磁模型前四个球谐系数随时间的变化

圆点表示1555～1900年历史模型GUFM1的系数，“+”表示1900～2000年IGRF的系数。

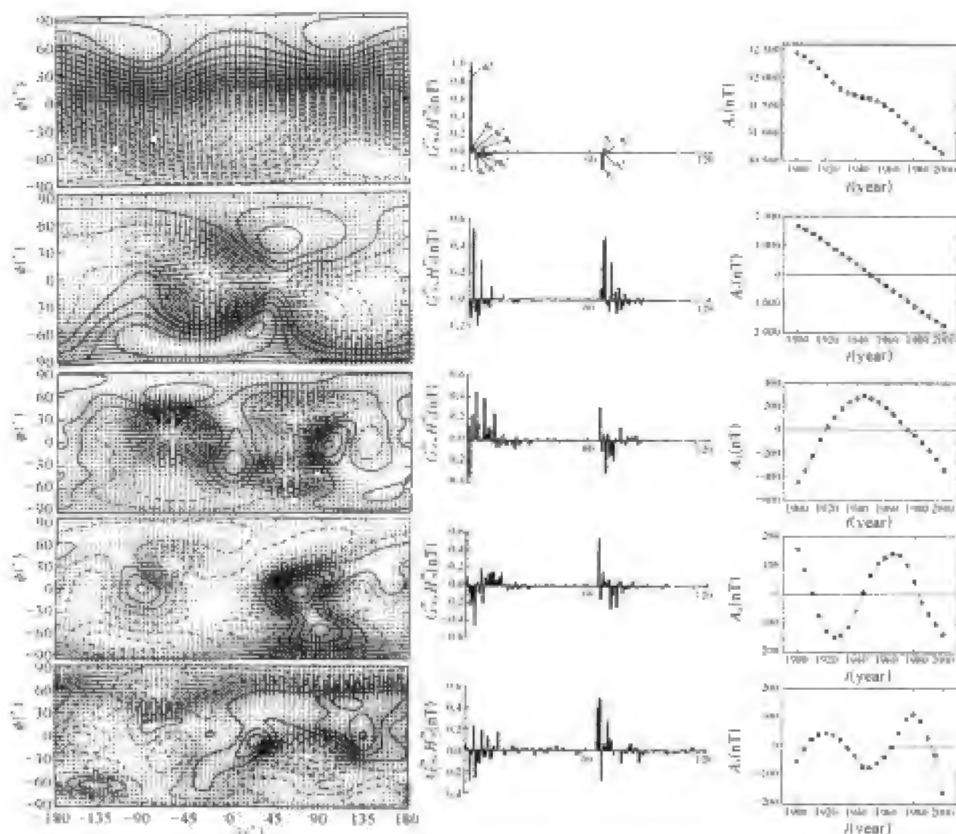


图 2.24 由IGRF模型得到的地球主磁场前五阶本征模

左列：Z分量等值线和水平矢量叠加图；中列：各阶本征模的高斯系数；右列：各阶模强度的长期变化。

三、其他主磁场模型

在 Barraclough 收集的 264 个地磁模型中，有一些曾经广泛用于理论研究和实际应用，在 IGRF 出现以前，它们是重要的参考地磁场模型。IGRF 模型是 IAGA 工作组在各国提供的候选模型基础上，经过加工处理而得到的一种综合模型。在 IGRF 模型出现并成为主要的标准磁场模型之后，其他地磁模型还在继续不断地被提出。美国、英国、俄罗斯等国在为 IGRF 提供候选模型的同时，又根据自己的研究和应用需求，发展出其他许多磁场模型。

1. Jensen-Cain1962 模型

这个模型是 IGRF 模型出现之前的重要参考模型。它是根据 1940 年以来水平磁场 H 和总强度 F 的 74 000 个地面观测值建立的，模型的截断水平 $n_{max} = 6$，包括 48 个球谐系数。该模型没有考虑长期变化。这个模型精度虽差，但在多次卫星计划中被广泛用于计算地磁坐标。

2. GSFC (12/66) 1967 模型

这个模型是美国地质调查局根据 1900 到 1964 年所有磁测资料和 Vanguard-3、Alouette 和 OGO-2 卫星磁测资料建立的。磁场模型、长期变模型、加速度模型的截断水平均为 $n_{max} = 10$，三个模型共包括 360 个球谐系数。这个模型比早先的 GSFC (12/66)模型好，并被作为 IGRF 的候选模型提交 IAGA 工作组。

3. POGO (3/68) 1968 模型

这个模型是根据 1965 年 10 月 12 日到 1967 年 8 月 2 日期间 POGO 卫星的 22 252 个磁场强度观测资料建立的，磁场模型和长期变化模型的截断水平均为 $n_{max} = 9$，两个模型共包括 198 个球谐系数。这个模型比早先的 GSFC (12/66)模型好，并被作为 IGRF 的候选模型提交 IAGA 工作组。

4. IGS (75) 1975 模型

这个模型是根据地面、海洋、航空磁测和 OGO 卫星磁测资料建立的，磁场模型的截断水平均为 $n_{max} = 12$，长期变化截断水平为 $n_{max} = 8$，长期变化加速度截断水平为 $n_{max} = 6$，三个模型共包括 296 个球谐系数。

5. AWC(75)1976 模型

这个模型是美国地调局根据 1939 年到 1974 年期间地面、海洋、航空磁测的 100 000 个磁场观测资料建立的，磁场模型的截断水平均为 $n_{max} = 12$，

长期变化截断水平为 n_{max} = 8，共包括 248 个球谐系数。这个模型比早先的 GSFC (12/66)模型好，并被作为 IGRF 的候选模型提交 IAGA 工作组。

6. MGST(4/81)1981 模型

这个模型没有公开发表，它是根据 MAGSAT 磁测卫星 15 天的磁测资料建立的，磁场模型的截断水平均为 n_{max} = 13，长期变化截断水平为 n_{max} = 7，共包括 258 个球谐系数。

7. USGS1985 模型

这个模型是美国地调局模型，目的在于描述 1985 年以后的美国地磁场及其变化率。模型是根据地面、海洋、航空磁测、地磁台以及复测点磁测资料，并参考 IGRF1985 的值而建立的。对于美国大陆，磁场模型的截断水平为 n_{max} = 4 (24 个球谐系数)，对于夏威夷，截断水平为 n_{max} = 2 (8 个球谐系数)。

8. 世界地磁模型 WMM

美国和英国建立的"世界地磁模型"(World Magnetic Model，简称 WMM)是为 IGRF 提供的候选模型之一。此后，他们将截断水平提高到 12，得到新的模型 WMM，并成为美、英、北大西洋组织通用的标准磁场模型 (Macmillan and Quinn, 2000; McLean et al., 2004)。为了适应导航的需求，他们以 WMM 为基础，发展出截断水平高达 720 的精细地壳磁场模型 NGDC-720 模型(见第四章)。

9. Oersted 卫星初步模型 OIFM

利用 2000 年 1 月 1 日前后几个星期内地磁平静期的 Oersted 卫星磁测资料，Olsen(2000)建立了 Oersted 初步磁场模型 OIFM(Oersted Initial Field Model)。这是一种"快照式"(snapshot)全球磁场模型，该模型内源场截断水平为 19，外源场为 2。

10. OSVM 模型

这是 Oersted 主磁场及长期变模型(Oersted Main and Secular Variation Model)，是利用 1999 年 3 月到 2001 年 9 月的 Oersted 资料以及 1998～1999 年地磁台站资料建立的磁场模型，该模型包括地核磁场 (n_{max} = 29)、长期变化 (n_{max} = 13) 和大尺度岩石圈磁场三部分。外源场 (n_{max} = 29) 采用改进的参数化技术，并包括季节变化。

11. CO2 和 CO2+ 模型

CO2 模型也包括地核磁场、长期变化和大尺度岩石圈磁场三部分，它是根据 Oersted-CHAMP-Oersted-2(SAC-C)三颗卫星在 2000 年 8 月到 2001 年 12 月的同时观测资料建立的主磁场及长期变模型。与 OSVM 模型

一样，采用了改进的参数化技术。CO2+模型与CO2模型基本相同，只是截断水平扩展到 $n_{max}=49$。

12. GRIMM 模型

GRIMM 模型(The GFZ Reference Internal Magnetic Model)是德国地磁学家根据近六年的CHAMP卫星资料和五年地磁台小时值资料构建的模型。在高纬度地区，所有地方时均使用卫星的矢量磁场观测资料，这样就可能将电离层电流/场向电流产生的磁场和地核/岩石圈产生的磁场分离开来。这一技术消除了夏季极区的资料空隙，提高了地核场模拟的分辨率。模拟地核场时采用了五阶 B 样条函数，从而可以计算2001.5到2005.5地核磁场变化的加速度。由于采用了系统化技术，球谐项6～11的加速度能量明显大于其他模型。

13. C3FM 模型

C3FM 模型(Continuous Covariant Constrained-end-points Field Model)是一个描述主磁场及其长期变化的时变模型，球谐级数展开到15阶，高斯系数的时间变化用三阶 B 样条函数表示。该模型的约束条件是，既要拟合由1980年MAGSAT和2000年Oersted卫星高质量矢量观测导出的磁场模型，又要拟合1980到2000年20年期间地磁台和复测点(每月有130个站点)的长期变化。

14. POMME 模型

POMME 模型(Potsdam Magnetic Model of the Earth)是只用CHAMP资料建立的模型，提供了从地表到几千公里高度的地磁场分布。在第三代和第四代模型POMME-3、POMME-4中，包括以下磁场：时变的地核磁场、地壳磁场、受 Dst/Est/!st 指数调制的环电流磁场、时间平均的磁层磁场、行星际磁场水平部分的穿透、地球在外源磁场中旋转所产生的感应磁场。

15. CHAOS 模型

CHAOS 模型是利用1999～2005年CHAMP、Oersted、SAC-C三颗卫星的高精度数据导出的地磁场模型。磁场模型的球谐级数展开到50阶，线性长期变化模型展开到18阶。在模型构建的过程中，采用了一些新的改进技术，如资料筛选标准、矢量资料的坐标转化、外源磁场的拟合等等，使模型的可靠性得以提高。

16. CALS7K 模型

CALS7K 模型是根据过去7 000年考古地磁资料和湖泊沉积古地磁资料导出的主磁场模型。由于资料质量差，且分布不均匀，它的时空分辨率明

显低于从现代资料导出的模型。在此之前，第一个连续磁场模型是为过去3 000 年构建的CALS3K.1模型，该模型只用了偏角和倾角资料，而无强度信息。CALS3K.2模型首次包括了磁场强度资料，并立即升级到适用于过去7 000 年的CALS7K.1和CALS7K.2模型。

17. 综合磁场模型CM

在1967～1971年期间，美国POGO系列卫星进行了地磁场总强度测量，接着，1979～1980年MAGSAT地磁卫星进行了真正意义上的三分量测量。自此之后，卫星磁测沉静了20年。近年来，这一领域又重新进入高潮，其标志是1999年2月丹麦发射Oersted磁测卫星，2000年7月德国发射CHAMP磁测卫星，2000年11月阿根廷/美国合作发射SAC-C卫星(Oersted-2)。这一时期的磁测卫星还有南非和澳大利亚的卫星，而欧空局计划在2009年发射三颗磁测卫星Swarm。美欧地磁学家把POGO-MAGSAT和Orsted-Champ-SAC两代磁测卫星和地面磁测的资料综合在一起，推出了新型的地磁场模型——"地磁场综合模型"(Comprehensive Model of Geomagnetic Field，简称CM)。如果说其他地磁场模型只是对主磁场的形态描述(如IGRF1900～2005)，或者包括地壳磁场模型(如WMM-2000，WMM-2005)，那么，CM模型则还包括电离层磁场模型、磁层磁场模型、内部感应磁场模型以及空间环型磁场模型，这样，CM模型可以在更广的范围内，以更深入的物理内涵和更高的精度表述地球磁场的全貌。

图2.25(见彩页2)是CM4模型的两个例子：(a)图是核幔界面垂直分量分布，(b)图是1980年到2000年地磁场总强度的长期变化。为了便于比较，(c)图给出MAGSAT-1980地磁场总强度模型。

第六节　主磁场的长期变化

早在16世纪，人们就注意到伦敦磁偏角经历着缓慢的变化(参见图1.8(a))。地球主磁场的强度和分布图案的这种缓慢变化叫做长期变化(secular variation)，其时间尺度为若干年。

图2.26给出中国、希腊和澳大利亚地磁场的长期变化，其中，中国的磁偏角是实测值，希腊和澳大利亚的是考古地磁测量结果。

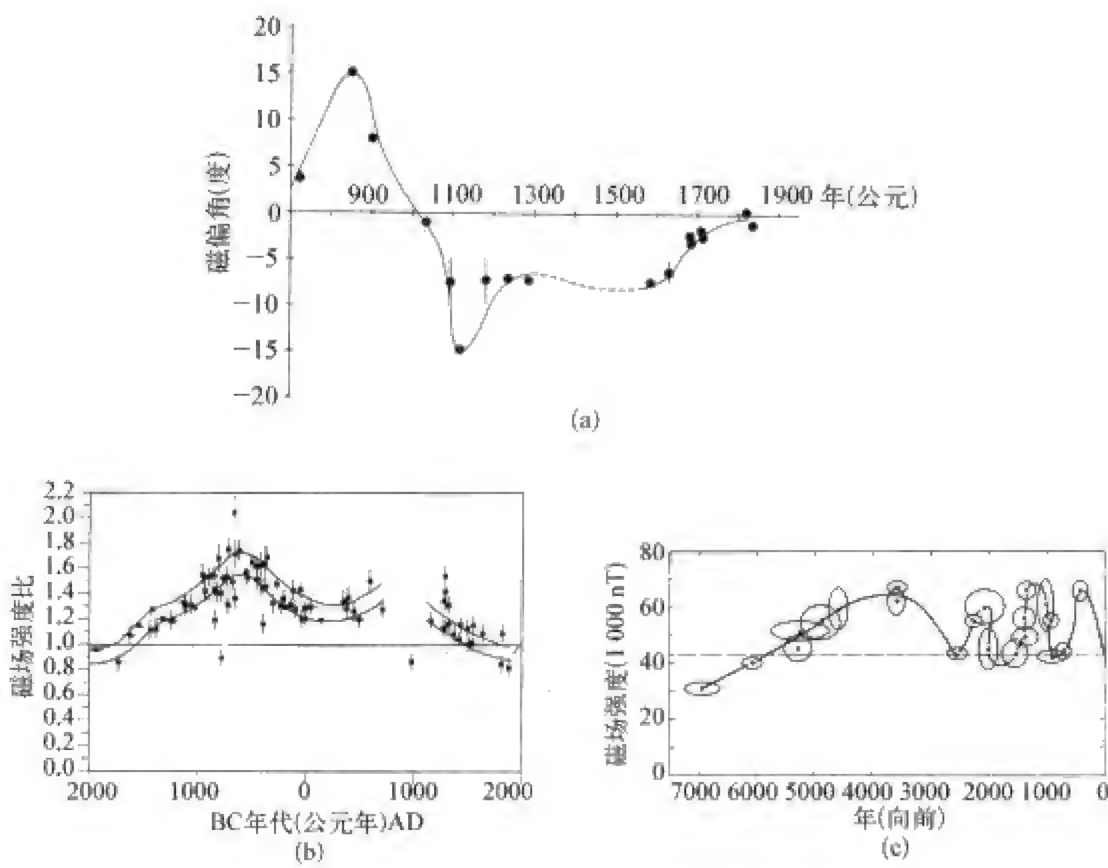


图 2.26 中国、希腊和澳大利亚的地球磁场长期变化

(a) 公元 700 年到 1900 年中国磁偏角的变化;(b) 希腊 4000 年来磁场强度相对值;(c) 澳大利亚东南部 7000 年来磁场强度的变化。

虽然由地磁台年均值的时变曲线可以直接看出地磁场各要素的长期变化,但是,为了更全面地了解和追踪长期变化的全球特征,必须比较不同年代的地磁图,或者分析国际地磁参考场模型序列。

一、主磁场长期变化的时间特征

主磁场长期变化的时间特征可以由长期变时间谱看出。主磁场长期变化显示出某些优势周期,在时间谱上表现为若干个峰值。11 年太阳活动周所引起的地磁场变化不属于主磁场的长期变,13 年以上的变化主要有 58 年、450 年、600 年、1 800 年、8 000 年、10 000 年等周期变化。非偶极子场长期变化的时间尺度为世纪量级,而偶极子场的时间尺度为千年量级或更长。

二、主磁场长期变化的空间特征

主磁场长期变化的空间特征清楚地表现在等变线图中。图 2.27 是 1995 年全球地磁场各要素等变图，可以看出，地磁场长期变化的空间分布有如下特征：

（1）尽管在地磁场中，偶极子成分远大于其他高阶项，但是在长期变化中，非偶极子部分的相对变化率比偶极子大得多。

（2）在等变图中，有若干个变化率最大的区域，叫做等变线焦点，这些焦点以每年零点几度的速度向西漂移。

（3）太平洋半球的长期变化比其他区域小，而且没有明显的等变线焦点。这与太平洋半球非偶极磁场较弱的特点有关。

三、主磁场长期变化的整体特征

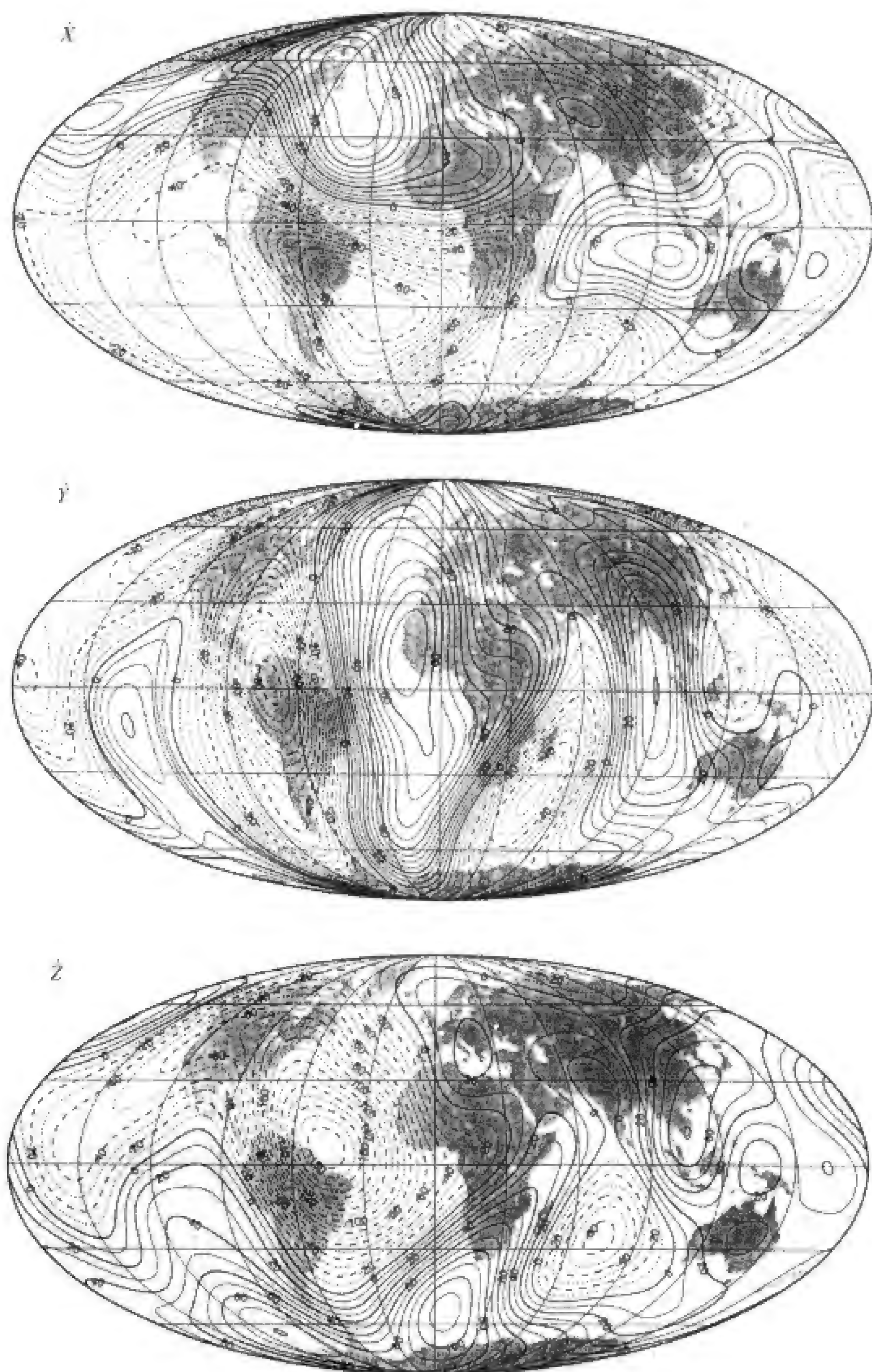
由于地球主磁场由偶极子场和非偶极子场组成，所以，人们常常用偶极矩强度的变化、地磁极移动、非偶极磁场的西向漂移、磁极倒转和急变等特征来描述主磁场长期变化的整体特征。

1. 地磁偶极矩的变化

地磁偶极矩的大小反映了地磁场偶极子部分的总体强度。图 2.28(a)是从有磁场强度绝对值观测起到 20 世纪 50 年代的地磁偶极矩的长期变化。可以看出，偶极场强度大约以每百年 5% 的速度减小，如果地磁场强度按此速率减小下去，再过 2 000 年，地磁偶极场将会减小到零，难怪鲍威尔在 1903 年首次发现这一现象时称其为“触目惊心”的变化。但古地磁的研究表明，地球磁矩可能具有周期性变化，并不是单调衰减的。图 2.28(b)是考古地磁测量给出的一万年以来地球磁矩的变化，图 2.28(c、d)是由古地磁资料得到的 5 万年和 12 万年以来磁矩的变化，图 2.28(e) 是 78 万年以前松山-布容极性转换以来偶极矩的长期变化。可以看出，地球磁矩变化有某种周期性特征。然而，迄今为止，还没有发现偶极矩为零的情况。即使地磁场偶极子部分减小到零，它的四极子、八极子等高阶磁极子不会都同时减小到零。

2. 磁极移动

地球磁极的缓慢移动是地磁场长期变化的一个重要特征。几种不同的地球磁极反映地磁场不同的特性，地磁极（地磁偶极子磁极）的移动反映了


Ẋ
Ẏ
Ż

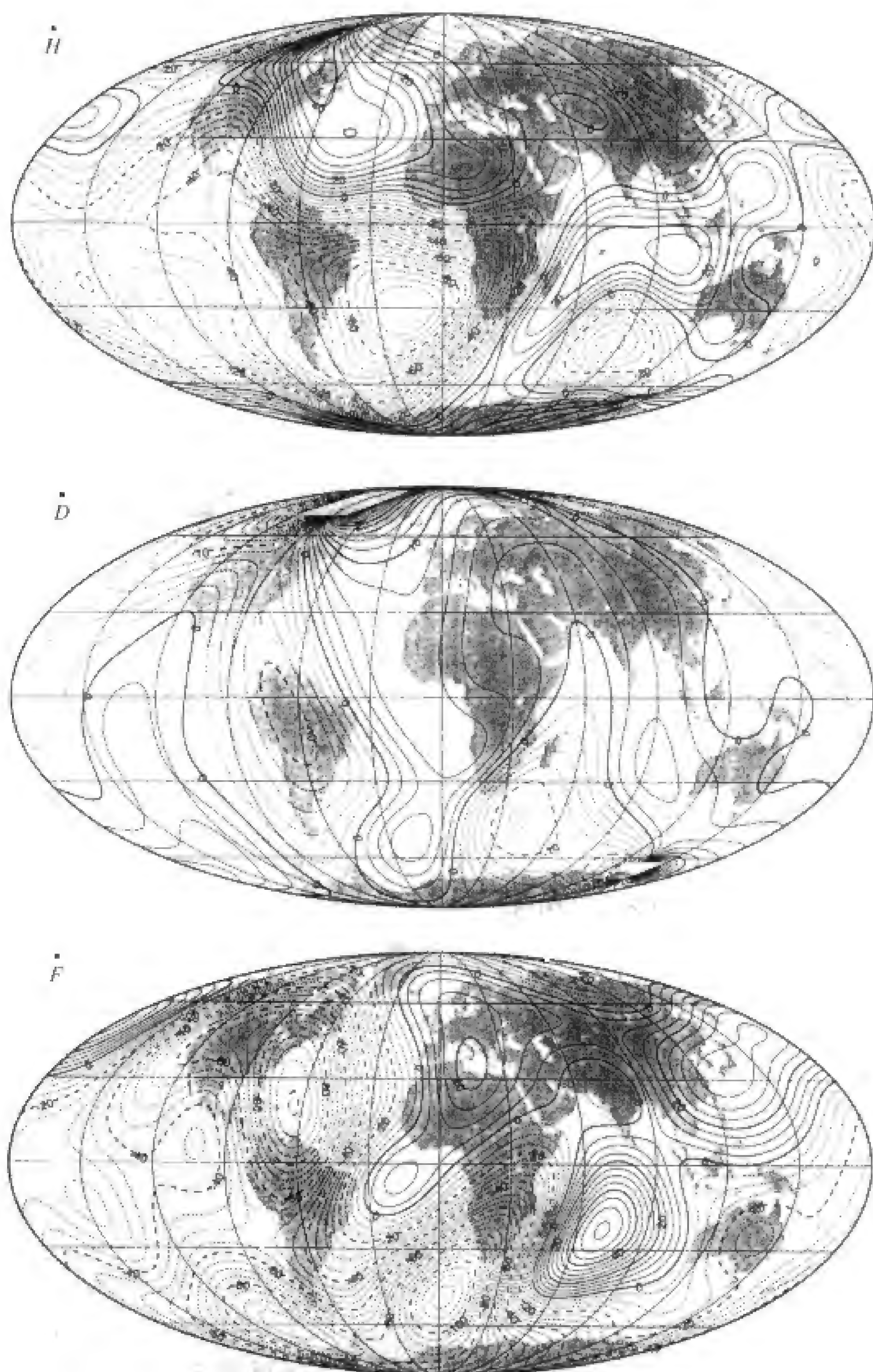


图 2.27 1995 年全球地磁场等变线图

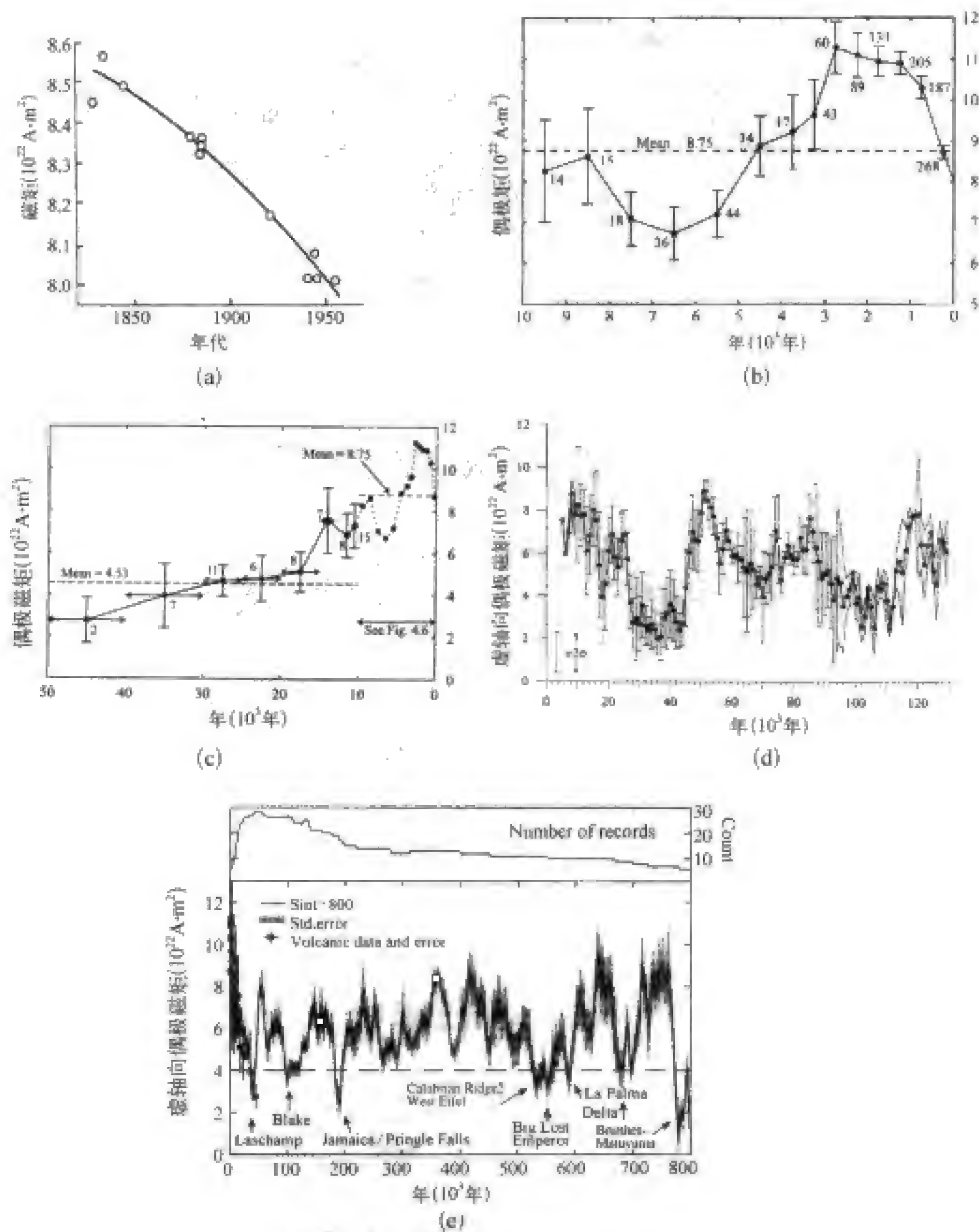


图 2.28 地磁偶极矩的长期变化

(a) 有磁场强度绝对值观测以来(近 200 年)地磁偶极矩的长期变化;(b) 1 万年以来偶极矩的长期变化,横坐标表示时间,以现在时间为 0 向前计算,下同;(c) 5 万年以来的变化;(d) 12万年以来偶极矩的长期变化;(e) 松山-布容极性转换以来偶极矩的长期变化。

偶极子轴与地球自转轴夹角的变化,而偏心偶极子磁极和磁倾角极的移动与地磁极不同,它是地磁场中偶极子成分与非偶极子成分变化的一种综合结果。在 1550～1980 年 430 年期间,地磁北极向南移动了 8°,向西移动了 50°。

图 2.29 是一万年来地磁极移动的轨迹。可以看出，在足够长的时间间隔内，地磁极的平均位置与地球自转极的位置相差不多。

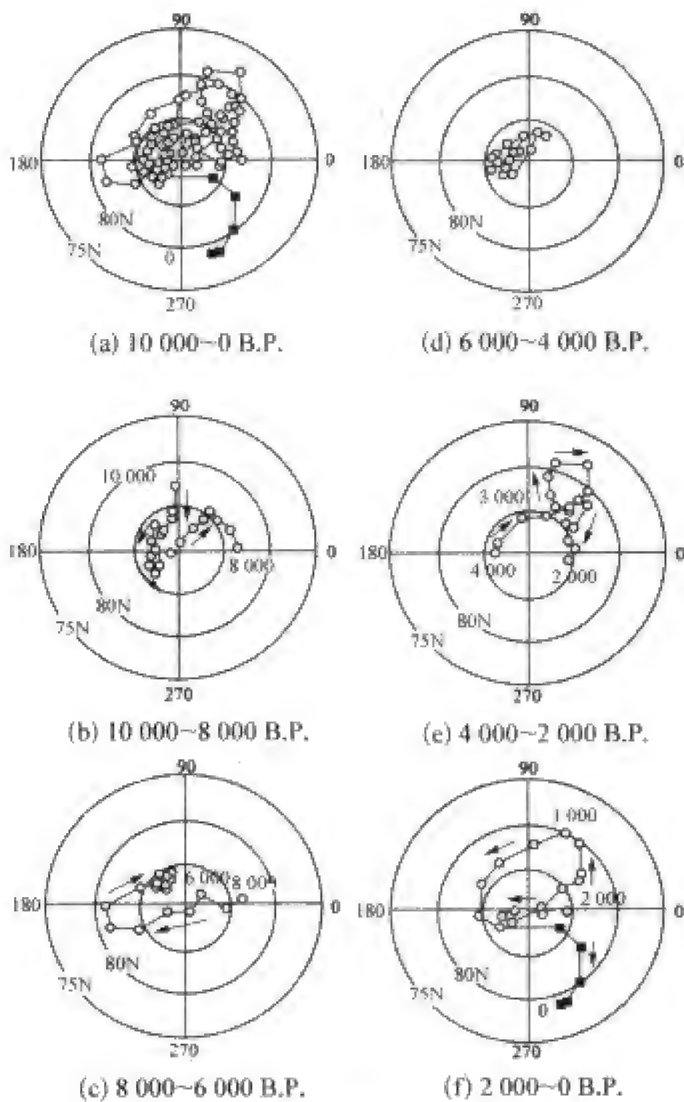


图 2.29 10 000 年来地磁北极的移动轨迹

图(a)给出 10 000 年的总图，以下各图分别给出每2 000年的地磁极移动，相邻两点相隔 100 年。

然而，磁极（倾角极）和偏心偶极子磁极却有完全不同移动方向及路径（Olsoen and Madea，2007a）。图 2.30(a)是 1831 年以来北磁极的移动轨迹，总的趋势是朝西北方向，即由北美洲向着亚洲西伯利亚的方向移动。图中还画出了对未来十几年内移动轨迹的预测，预测所依据的假设非常简单：磁极以 2007 年的移动方向和速度（50 km/yr）继续进行。预测显示，2018 年，北磁极离地理北极最近，只有 400 km 左右，然后向西伯利亚移去。图 2.30(b)是由 gufm、CM4、CHAOS 三种地磁场模型计算的北磁极移动速

度。在 1900 年到 1990 年期间，各种模型确定的移动速度值基本一致，大约在10～20 km/yr 的范围内，但是在 1990 年以后，CHAOS 模型给出的磁极移动速度急速增长，2003 年达到 60 km/yr 的极大值。也许这一快速移动与 2003 年的地磁急变有关(Olsoen and Madea，2007b)。

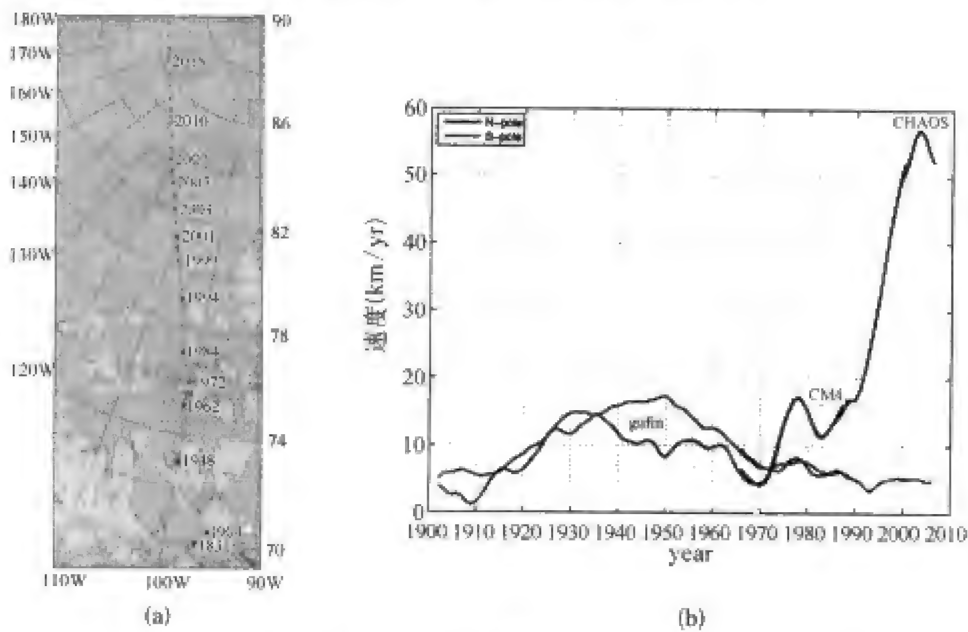


图 2.30 北磁极的移动

(a) 1831～2018 年倾角极的移动轨迹；(b) 由 gufm、CM4、Chaos 三种地磁场模型计算的 1900 年以来北磁极移动速度。

南磁极与北磁极不同，移动速度一直小于 20 km/yr。南北半球地磁场变化的这种不对称性在地磁场的其他特征中也有表现，反映了地磁场及其长期变化的复杂性质。

3. 地磁急变

在上世纪 70～80 年代，人们发现了一种持续时间只有 1 年左右的地磁变化，被称为“地磁急变”(jerk)。随后人们对急变的发生时间和全球特征进行了详细研究，确认了七次全球性地磁急变，它们分别发生在 1901、1913、1925、1969、1978、1992 以及 1999 年附近。此外还发现，在 1932 年和 1949 年也发生过非全球性的地磁急变。

从形态上看，地磁急变表现为地磁场年变率 $\partial B/\partial t$ 的突然转折，在地磁场对时间的二阶导数 $\partial^2 B/\partial t^2$ 曲线上，急变表现为阶梯状变化，在三阶导数 $\partial^3 B/\partial t^3$ 曲线上，它表现为脉冲。一个台站的地磁要素年变率可以用该要素对时间的一阶导数表示，而全球磁场年变率可以用球谐系数对时间的一阶导数表示。图 2.31(a)是欧洲近 40 个地磁台站 Y 分量的年变率曲

线，该图清楚地显示出，所有台站的年变率在1969、1978、1992年发生明显转折，对应于三次地磁急变事件。图2.31(b)是球谐系数年变率显示的地磁急变的例子(用箭头表示)。

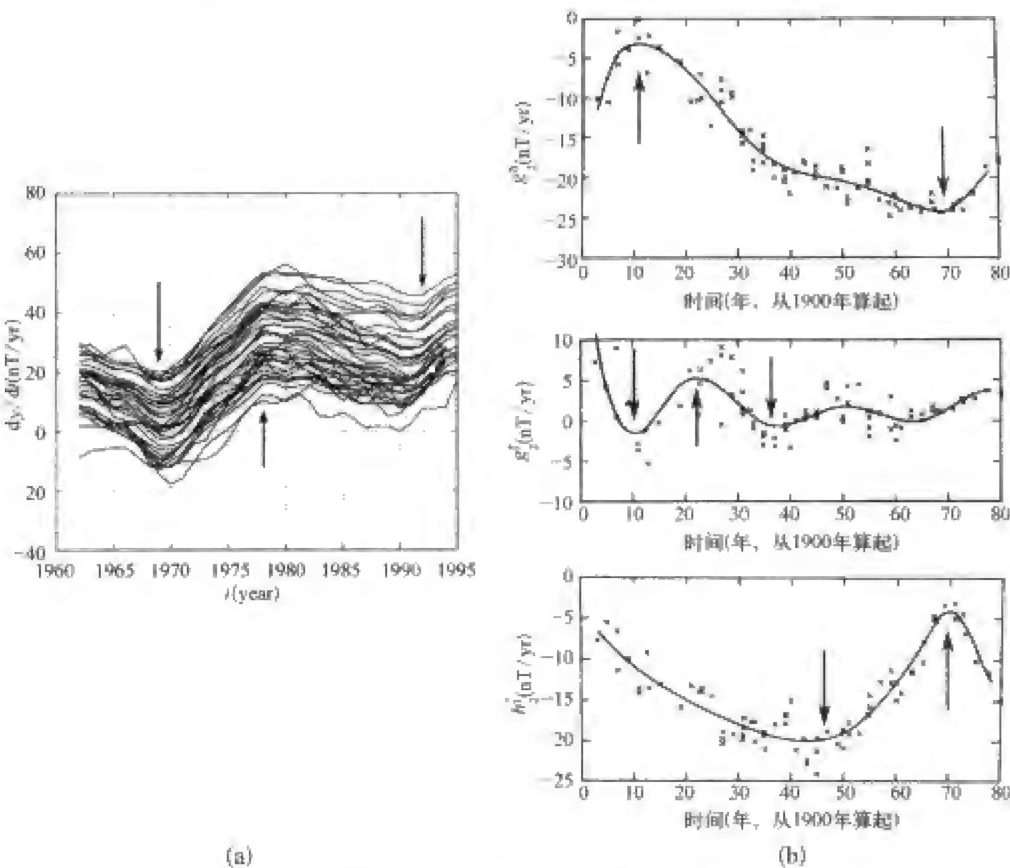


图2.31　地磁急变示意图

(a)欧洲近40个台站Y分量年变率所反映的3次地磁急变(如箭头所示)；(b)地磁场球谐系数所反映的地磁急变(如箭头所示)。

地磁急变的物理机制目前还不太清楚，但根据全球资料分析，可以确定急变起源于地球内部。很可能，它是地球外核磁流体发现电机过程的一种急速变化。

第七节　主磁场的西向漂移

西向漂移(westward drift)是主磁场长期变化最重要的特征之一，也是

地磁学中研究最早的课题之一。早在1683年,哈雷分析了当时能够收集到的地磁场测量资料(包括航海家测量的磁偏角数据和陆上磁偏角的复测数据),发现地磁场有一个整体西移的趋势,西移的速度平均约0.5°/yr(比现在确定的速度大得多),据此他估计,地磁场漂移一周(360°)大约需要700年。这就是吸引地磁学家研究了三百多年的地磁场西向漂移现象。

随着观测数据的迅速增加,地磁场西漂的事实被更确切地肯定下来,分析不同时期不同地区的资料,发现了西漂的地区差异和时间演化。1839年,高斯把球谐分析方法引入地磁场分析,定量地确定了地磁场主要起源于地球内部,其中偶极子磁场占主要部分,其余的非偶极子部分描述了分布在东亚、印度洋、大西洋等几块大尺度的磁异常。1896年卡尔海姆斯和吉林斯科尔德分析了地磁场球谐系数的变化,得到了地磁场西漂在球谐系数中的表现特征,并认为长期变化的主要部分是由西漂引起的。

一、地磁场西向漂移的主要特征

概括说来,地磁场西向漂移有如下特征:

(1) 西漂主要发生在地磁场非偶极子部分,正是几块大尺度磁异常的西漂构成了地磁场西漂的宏观表象。相反,由地磁极移动和地磁轴旋转所反映的地磁场偶极子部分的西漂并无定论。

(2) 全球磁场西漂的平均速度约为0.2°/yr。

(3) 西漂并不是全球一致的现象,不同地区西漂速率存在着很大的差异,最明显的西漂发生在大西洋、欧洲和美国,而东太平洋、西亚、加拿大、澳大利亚和南极洲的西漂很慢。

(4) 西漂的速率随时间而变化,不同地区西漂速率的变化没有明显的相关性。

(5) 西漂有频散现象,空间波长小的磁场成分,其西漂速度较小。

(6) 西漂不仅发生在主磁场中,也发生在主磁场的长期变化中。例如在 Y 分量长期变化图中,零变线通过赤道的位置由1912年的15°W变化到1980年的25°W,平均每年西漂0.15°。

地磁场西漂现象的发现和确认,对地磁场起源理论提出了新的限制。如果说早期的地磁场起源理论只要解释地磁场的偶极子特征就足够了,那么现在的地磁场起源理论则还必须解释地磁场的西漂和磁极倒转。

二、地磁场西漂的研究方法

研究地磁场西漂的方法大致可以分为五类：

1. 地磁图直接比较法

这是最直观、最简便的方法。对比不同年代的地磁图，可以清楚地看到，地磁图的某些特征，如焦点、零偏线、零变线等特殊等值线随时间缓慢而系统地西移。这种西漂现象在偏角图中最为清楚。这一方面因为等偏线大致沿南北方向，与之垂直的东西向移动最易显示出来，而其他分量图的等值线基本沿东西方向，沿等值线的西向漂移不易识别；另一方面，g_n^0 系数所表示的磁场对称部分在 X，Z 分量图中很强，掩盖了任何可能的西漂迹象，而 Y 分量图中这部分对称场不存在。

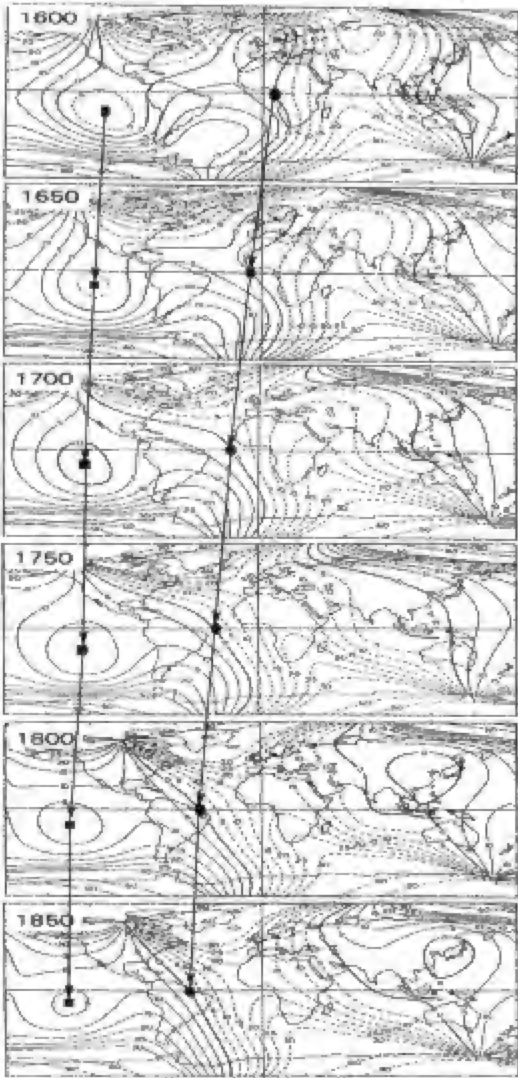


图 2.32 1600～1850 年每隔 50 年的磁偏角分布图显示的地磁场西漂

圆点表示零偏线与赤道的交点，箭头连线清楚地显示出地磁场西漂的特点，平均西漂速率约为0.2°/yr；方块表示东太平洋偏角极小值中心，箭头连线同样清楚地显示出地磁场西漂的特点，但平均西漂速率仅为0.1°/yr。

图 2.32 是 1600～1850 年每隔 50 年的磁偏角分布图，我们注意到，零偏线与赤道的交点（用圆点表示）逐渐西移，平均西漂速率约为 0.2°/yr。我们还注意到，东太平洋偏角极小值中心（用方块表示）也呈现逐渐西移的趋势，平均西漂速率约为 0.1°/yr。布拉德对比分析了 1907 年到 1945 年地磁图，得到的平均西漂速率约为 0.266°/yr。

2. 磁极移动法

温奇和斯洛斯塔斯（Winch and Slaucitajs，1966）提出一种用磁极的移动来确定地磁场西漂的方法。它们所说的“磁极”不仅包括偶极子磁极，还包括四极子和八极子的磁极。从前面关于磁多极子的讨论中我们知道，偶

极子有一个轴，四极子有两个轴，八极子有三个轴，这些轴与地面的交点就是相应的磁极。图 2.33 表示这些磁极位置随时间的变化。可以看出，除了偶极轴没有明显移动外，其余多极子的磁极都在西移。

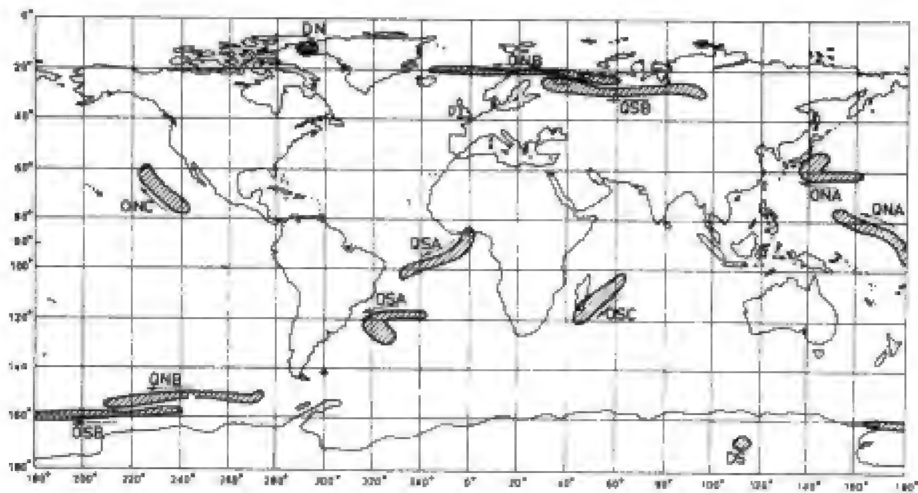


图 2.33 偶极子与多极子的磁极随时间移动的特征

DN 和 DS 分别表示偶极子(dipole)的 N 极和 S 极，QNA(B)和 QSA(B)表示四极子(quadrupole)中一个偶极子的 N 极和 S 极，ONA(B,C)和 OSA(B,C)表示八极子(octapole)中的 N 极和 S 极。

3. *纬度剖面移动法*

研究不同年代同一纬度圈磁场剖面图的变化，可以得到该纬度地磁场的西向漂移特征。根据研究的详细程度不同，可以分为三种情况：

(1) 综合纬度剖面移动

如果引起磁场变化的主要因素是西向漂移，则某一时刻的地磁场分布图案可以由前一时刻的图案向西移动一定距离(或经度)而得到。

令 $C(\theta_0,\lambda,t)$是地磁场的磁位(或为磁场某一要素，或为其时间导数)在时刻 t 沿固定纬度圈 $\theta=\theta_0$ 的分布，其中 λ 是经度。假定漂移是引起地磁场变化的主要原因，那么，由 $t=t_1,t_2$ 两条 C 曲线的差可以求出经度漂移量和平均漂移速度。令

$$\chi=\sum_i\left[C(\theta_0,\lambda_i,t_2)-C(\theta_0,\lambda_i+\Delta\lambda,t_1)\right]^2 \tag{2.60}$$

对 $\Delta\lambda$ 取极小值，即可求出漂移量 $\Delta\lambda$，进而可得漂移速率(东漂为正，以下同)

$$\dot{\lambda}(\theta_0)=\frac{\Delta\lambda}{\Delta t} \tag{2.61}$$

布拉德等(Bullard et al., 1950)用这种方法计算了各纬度圈的漂移速度,得到地磁场西漂平均速度约为 0.180°/yr。

(2) 纬度剖面谐波分量的漂移

一个纬度剖面曲线可以分解为傅里叶谐波,研究各个谐波的漂移可以更详细地了解整个纬度剖面漂移的特征及决定漂移的主要因素。

沿纬度圈 $\theta = \theta_0$ 的磁场分量剖面可以写成

$$\begin{aligned} C(a,\theta_0,\lambda,t) &= \sum_{n=1}^{\infty}\sum_{m=0}^{n}[g_n^m(t)\cos m\lambda + h_n^m(t)\sin m\lambda]P_n^m(\cos\theta_0) \\ &= \sum_{m=1}^{\infty} A_m(t)\cos m(\lambda - \lambda_m(t)) \end{aligned} \tag{2.62}$$

式中,

$$\begin{cases} A_m = \sqrt{(G_m)^2 + (H_m)^2} \\ \lambda_m = \dfrac{1}{m}\tan^{-1}\left(\dfrac{H_m}{G_m}\right) \\ G_m = \sum\limits_{n=m}^{\infty} g_n^m P_n^m(\theta_0) \\ H_m = \sum\limits_{n=m}^{\infty} h_n^m P_n^m(\theta_0) \end{cases} \tag{2.63}$$

如果磁场西漂,则 $\lambda_m(t)$ 随时间单调减小。行武毅(Yukutake, 1962)分析 1829～1955 年资料得到 $\dot{\lambda}_1 = -0.08°/\text{yr}$, $\dot{\lambda}_2 = -0.444°/\text{yr}$, $\dot{\lambda}_3 = -0.091°/\text{yr}$。马林(Malin, 1969)得到 1942.5～1962.5 的加权平均西漂速度为 0.25°/yr。

(3) 谐波分量中不同球谐分量的漂移

组成纬度剖面的每一个谐波分量又是由许多球谐分量合成的,所以还可以更详细地研究各球谐分量的漂移特征。

如前所述,地球内源磁场的位可以写成

$$\begin{aligned} U &= a\sum_{n=1}^{\infty}\sum_{m=0}^{n}\left(\frac{a}{r}\right)^{n+1}[g_n^m\cos m\lambda + h_n^m\sin m\lambda]P_n^m(\theta) \\ &= a\sum_{n=1}^{\infty}\sum_{m=0}^{n}\left(\frac{a}{r}\right)^{n+1} A_n^m\cos[m(\lambda - \lambda_n^m)]P_n^m(\theta) \end{aligned} \tag{2.64}$$

式中

$$\begin{aligned} \tan(m\lambda_n^m) &= \frac{h_n^m}{g_n^m} \\ A_n^m &= \sqrt{(g_n^m)^2 + (h_n^m)^2} \end{aligned} \tag{2.65}$$

如果地磁场稳定西漂，λ_n^m 应随时间单调减小，并可近似写成

$$\lambda_n^m(t) = \dot{\lambda}_n^m t + \lambda_{n0}^m \tag{2.66}$$

磁场东漂时 $\dot{\lambda}_n^m$ 为正。这样可以求出每一个球谐分量的漂移速度。用这种方法布拉德等(Bullard et al., 1950)得到 $\dot{\lambda}_1^1 = -0.003^\circ/\mathrm{yr}$，$\dot{\lambda}_2^1 = -0.235^\circ/\mathrm{yr}$，$\dot{\lambda}_2^2 = -0.363^\circ/\mathrm{yr}$，$\dot{\lambda}_3^1 = 0.080^\circ/\mathrm{yr}$，$\dot{\lambda}_3^2 = 0.080^\circ/\mathrm{yr}$，$\dot{\lambda}_3^3 = -0.243^\circ/\mathrm{yr}$。

4. 全场速度法

一个三维空间的物理场 $\boldsymbol{U}(r,\theta,\lambda,t)$ 随时间的变化可以一般地写成

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{U}}{\mathrm{d}t} = \frac{\partial \boldsymbol{U}}{\partial t} + (\boldsymbol{V}\cdot\nabla)\boldsymbol{U} \tag{2.67}$$

其中 $\mathrm{d}\boldsymbol{U}/\mathrm{d}t$ 是“随流导数”，即随流体运动的观测者看到的变化，$\partial\boldsymbol{U}/\partial t$ 是固定观测点看到的变化。如果物理场以速度 $\boldsymbol{V}$ 作整体移动，而不发生形变，则随之运动的观测者将看不到任何变化，即随流导数为零

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{U}}{\mathrm{d}t} = \frac{\partial \boldsymbol{U}}{\partial t} + (\boldsymbol{V}\cdot\nabla)\boldsymbol{U} = 0 \tag{2.68}$$

一般情况下，物理场在整体移动的同时总有一些形变，所以 $\mathrm{d}\boldsymbol{U}/\mathrm{d}t$ 可以认为是长期变化中除漂移之外的残差，在研究物理场漂移时可以令残差取极小值，即

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{U}}{\mathrm{d}t} = \frac{\partial \boldsymbol{U}}{\partial t} + (\boldsymbol{V}\cdot\nabla)\boldsymbol{U} = \min \tag{2.69}$$

方程(2.68)和(2.69)就是在这两种情况下确定磁场漂移的基本条件。

利用式(2.64)所示的地磁场位球谐级数表达式，我们有

$$\frac{\partial \boldsymbol{U}}{\partial t} = a\sum_{n=1}^{\infty}\sum_{m=0}^{n}\left(\frac{a}{r}\right)^{n+1}(\dot{g}_n^m\cos m\lambda + \dot{h}_n^m\sin m\lambda)P_n^m(\theta) \tag{2.70}$$

$$(\boldsymbol{V}\cdot\nabla)\boldsymbol{U} = V_r\frac{\partial \boldsymbol{U}}{\partial r} + V_\theta\frac{\partial \boldsymbol{U}}{r\partial\theta} + V_\lambda\frac{\partial \boldsymbol{U}}{r\sin\theta\partial\lambda} \tag{2.71}$$

如果只考虑磁场东西向漂移，并用 $\dot{\lambda}$ 表示漂移角速度，则

$$\begin{gathered} V_\lambda = \dot{\lambda} r\sin\theta \\ (\boldsymbol{V}\cdot\nabla)\boldsymbol{U} = \dot{\lambda}\frac{\partial \boldsymbol{U}}{\partial\lambda} \end{gathered} \tag{2.72}$$

由式(2.68)可得

$$\dot{\lambda} = -\frac{\partial U}{\partial t}\Big/\frac{\partial U}{\partial \lambda} \tag{2.73}$$

由上式得到的$\dot{\lambda}(\theta,\lambda)$在不同点一般有不同值，对不同点得到的$\dot{\lambda}(\theta,\lambda)$在空间上平均，可以求出全球近似的西漂速度。

实际上，磁场变化既包括漂移运动，也包括图案变形等非漂移变化，所以更合理的做法是不用条件(2.68)，而改用条件(2.69)，这样可以得到

$$\frac{\partial}{\partial \dot{\lambda}}\left\{\sum_{k=1}^{n}\left[\frac{\partial U(\theta,\lambda,t)}{\partial t} + \dot{\lambda}\frac{\partial U(\theta,\lambda,t)}{\partial \lambda}\bigg|_{\substack{\theta=\theta_k\\ \lambda=\lambda_k}}\right]^2\right\} = 0$$

即

$$\dot{\lambda} = -\frac{\sum_{k=1}^{n}\left(\frac{\partial U}{\partial t}\frac{\partial U}{\partial \lambda}\right)_{\substack{\theta=\theta_k\\ \lambda=\lambda_k}}}{\sum_{k=1}^{n}\left(\frac{\partial U}{\partial \lambda}\right)^2_{\substack{\theta=\theta_k\\ \lambda=\lambda_k}}} \tag{2.74}$$

如果有几个不同年代 $t_k(k=1,2,\cdots,n)$的地磁图，则可得到 t_1 到 t_n 期间球面上不同点的平均速度

$$\frac{\partial}{\partial \dot{\lambda}}\left\{\sum_{k=1}^{n}\left[\frac{\partial U(\theta,\lambda,t_k)}{\partial t} + \dot{\lambda}\frac{\partial U(\theta,\lambda,t_k)}{\partial \lambda}\right]^2\right\} = 0$$

即

$$\dot{\lambda} = -\frac{\sum_{k=1}^{n}\left(\frac{\partial U}{\partial t}\frac{\partial U}{\partial \lambda}\right)_{t=t_k}}{\sum_{k=1}^{n}\left(\frac{\partial U}{\partial \lambda}\right)^2_{t=t_k}} \tag{2.75}$$

将$\dot{\lambda}(\theta,\lambda)$在整个球面上求平均，可得 t_1 到 t_n 时段内全球平均漂移速度。

如果除了东西向漂移外，还考虑磁场的径向膨胀，即假设 V，$\frac{\partial U}{\partial r}$有如下形式：

$$\alpha r\frac{\partial U}{\partial r} = -\alpha a\sum_{n,m}(n+1)(g_n^m\cos m\lambda + h_n^m\sin m\lambda)P_n^m(\theta) \tag{2.76}$$

计算$\left(\frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}t}\right)^2$在地球表面上的积分：

$$\chi = \iint_S\left(\frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}t}\right)^2\mathrm{d}S = \iint_S\left(\frac{\partial U}{\partial t} + \alpha r\frac{\partial U}{\partial r} + \dot{\lambda}\frac{\partial U}{\partial \lambda}\right)^2\mathrm{d}S \tag{2.77}$$

并令 $\dfrac{\partial \chi}{\partial \alpha} = 0, \dfrac{\partial \chi}{\partial \dot{\lambda}} = 0$，则可以得到

$$\alpha = \frac{\sum_{n,m}[(n+1)/(2n+1)][g_n^m \dot{g}_n^m + h_n^m \dot{h}_n^m]}{\sum_{n,m}[(n+1)^2/(2n+1)][(g_n^m)^2 + (h_n^m)^2]} \tag{2.78}$$

$$\dot{\lambda} = \frac{\sum_{n,m}[(m+1)/(2n+1)][g_n^m \dot{h}_n^m - h_n^m \dot{g}_n^m]}{\sum_{n,m}[m^2/(2n+1)][(g_n^m)^2 + (h_n^m)^2]} \tag{2.79}$$

利用这一方法，詹姆斯(James, 1968)得到 1945、1960、1965 年西漂速度分别为0.19°/yr、0.18°/yr、0.17°/yr。理奇蒙德(Richmond, 1969)得到 1965 年地表和核幔边界区磁场西漂速度分别为 0.180°/yr 和 0.133°/yr。

如果我们不是计算磁位漂移，而是计算矢量磁场 **B** 的漂移，则可得

$$\dot{\lambda}_B = \frac{\sum_{n,m} m(n+1)[g_n^m \dot{h}_n^m - h_n^m \dot{g}_n^m]}{\sum_{n,m} m^2(n+1)[(g_n^m)^2 + (h_n^m)^2]} \tag{2.80}$$

詹姆斯(1968)用这一方法得到 1945、1960、1965 年的 $\dot{\lambda}_B$ 分别为 −0.16°/yr、−0.15°/yr、−0.14°/yr。

如果进一步细化，假定对于不同球谐分量的 α 和 $\dot{\lambda}$ 各不相同，则可用 α_n^m 和 $\dot{\lambda}_n^m$ 代替式(2.77)中的 α 和 $\dot{\lambda}$，此时，需使用如下的极小值条件

$$\frac{\partial \chi}{\partial \alpha_n^m} = 0, \frac{\partial \chi}{\partial \dot{\lambda}_n^m} = 0 \tag{2.81}$$

于是可得

$$\begin{cases} \alpha_n^m = \dfrac{g_n^m \dot{g}_n^m + h_n^m \dot{h}_n^m}{(n+1)[(g_n^m)^2 + (h_n^m)^2]} \\ \dot{\lambda}_n^m = \dfrac{g_n^m \dot{h}_n^m - h_n^m \dot{g}_n^m}{m[(g_n^m)^2 + (h_n^m)^2]} \end{cases} \tag{2.82}$$

事实上式(2.77)中的 $\dot{\lambda}$ 是式(2.82)中 $\dot{\lambda}_n^m$ 的某种加权平均。亚当等(Adam et al., 1964)将这种方法用于 1954～1959 年的资料，得到 $\dot{\lambda}_2^1 = -0.23°/\text{yr}$，$\dot{\lambda}_2^2 = -0.21°/\text{yr}$，$\dot{\lambda}_3^1 = -0.14°/\text{yr}$，$\dot{\lambda}_3^2 = -0.01°/\text{yr}$，$\dot{\lambda}_3^3 = -0.11°/\text{yr}$，$\dot{\lambda}_4^1 = 0.12°/\text{yr}$，$\dot{\lambda}_4^2 = -0.06°/\text{yr}$，$\dot{\lambda}_4^3 = -0.06°/\text{yr}$，$\dot{\lambda}_4^4 = -0.03°/\text{yr}$。

如果地磁场长期变化完全是由西漂引起的，则 $\alpha_n^m = 0$，由(2.82)第一式得

$$g_n^m \dot{g}_n^m + h_n^m \dot{h}_n^m = 0 \tag{2.83}$$

代入(2.82)第二式，得

$$\dot{\lambda}_n^m = \frac{\dot{h}_n^m}{m g_n^m} = \frac{-\dot{g}_n^m}{m h_n^m} \tag{2.84}$$

上面的方法也可用于一个固定纬度圈 $\theta = \theta_0$，此时我们有

$$U = a \sum_{m=0}^{\infty} (G_m \cos m\lambda + H_m \sin m\lambda) \tag{2.85}$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} = a \sum_{m=0}^{\infty} (\dot{G}_m \cos m\lambda + \dot{H}_m \sin m\lambda) \tag{2.86}$$

利用同样的方法可得

$$\dot{\lambda}\,|_{\theta=\theta_0} = \frac{\sum_m (G_m \dot{H}_m - H_m \dot{G}_m)}{\sum_m m^2[(G_m)^2 + (H_m)^2]} \tag{2.87}$$

若考虑 $\dot{\lambda}$ 对 m 的变化，可得

$$\dot{\lambda}_m = \frac{G_m \dot{H}_m - H_m \dot{G}_m}{m[(G_m)^2 + (H_m)^2]} \tag{2.88}$$

利用这种方法，行武毅(Yukutake, 1962)得到 $\dot{\lambda}_m = -0.221°/\mathrm{yr}$(对1920～1925年)，永田武(Nagata, 1965)得到的值是 $-0.180°/\mathrm{yr}$(对1940～1945年)和 $-0.226°/\mathrm{yr}$(对1955～1960年)。

5. 漂移-非漂移成分分离法

上述三种方法都有一个基本假定，即假定主磁场长期变化是由西漂引起的，在计算中将非西漂部分的贡献作为"残差"处理。这个假定在许多地区是近似成立的，但在某些西漂不占优势的地区将会导致不可信的结果。永田武(Nagata, 1962)，行武毅等人(Yukutake et al., 1969)建议，把磁场分成漂移部分和非漂移部分，此时磁位可写成

$$U(a,\theta,\lambda,t) = a \sum_{n,m} U_n^m(\lambda,t) P_n^m(\theta) \tag{2.89}$$

其中 $U_n^m(\lambda,t) = F_n^m \cos m(\lambda + \lambda_n^m) + K_n^m \cos m[\lambda + \nu_n^m(t - t_n^m)]$

$$\tag{2.90}$$

式中,第一部分是非漂移部分,第二部分是西向漂移部分,由此可以得到

$$g_n^m = F_n^m \cos m\lambda_n^m + K_n^m \cos m v_n^m (t - t_n^m)$$

$$-h_n^m = F_n^m \sin m\lambda_n^m + K_n^m \sin m v_n^m (t - t_n^m)$$

$$\dot{g}_n^m = -m v_n^m K_n^m \sin m v_n^m (t - t_n^m)$$

$$\dot{h}_n^m = -m v_n^m K_n^m \cos m v_n^m (t - t_n^m)$$

将上式代入(2.82)第二式得

$$\dot{\lambda}_n^m = -v_n^m \left[1 - \frac{(F_n^m)^2 + F_n^m K_n^m \cos[m v_n^m (t - t_n^m) - \lambda_n^m]}{(F_n^m)^2 + (K_n^m)^2 + 2F_n^m K_n^m \cos[m v_n^m (t - t_n^m) - \lambda_n^m]}\right] \tag{2.91}$$

行武毅根据剖面移动法所得到的结果,用最小二乘法求得了 F_n^m 和 K_n^m。

第八节 主磁场的极性倒转和古地磁

地磁场极性倒转(polarity reversal)是地磁场长期变化的重要特征,也是地磁学最伟大的发现之一。这一发现极大地推动了地球科学的革命,成为全球构造理论(板块学说)的重要观测基础之一。

如前所说,地磁场是地球的固有特性,它很可能在地球形成之初就已经存在。地磁场的特征及其变化从一个侧面反映了地球内部和地球环境的演变历史。但是,要研究史前期和地质时期地磁场演变过程,仅仅依靠一百多年的近代仪器观测资料显然远远不够,必须寻找记录并保存不同地质时期地磁场方向和强度信息的地质载体。于是,古地磁学作为地磁学的一个重要分支学科应运而生了。

古地磁学是以地磁学和岩石磁学为基础的学科,通过测定岩石和古物的天然剩余磁性,了解它们的磁化历史,研究导致它们磁化的地磁场环境。其中以古物(如古陶器和古砖瓦)为对象,研究史前期地磁场特征的部分称为考古地磁学。

岩石通常含有多种矿物成分,其中或多或少含有一些铁磁性矿物。在

火成岩形成的过程中，当岩浆温度降到其中所含的铁磁性矿物的居里点以下时，这些矿物被当时当地的地磁场所磁化，从而使岩石获得磁性。温度继续降到常温以后，一部分磁性被保留下来，成为岩石的剩余磁性，简称剩磁。由这种热磁化过程获得的剩磁叫做热剩磁。在沉积岩形成的过程中，磁性矿物碎屑大致沿当时当地地磁场方向定向排列，从而获得沉积剩磁，或称碎屑剩磁。与此相似，海底沉积、湖底沉积、黄土沉积在其形成过程中也获得剩余磁性。岩石在成岩过程中由于在常温下氧化等化学反应、相变或结晶增长等原因获得的化学剩磁与地磁场有密切关系。除此之外，等温剩磁、粘滞剩磁、压剩磁等也与地磁场有关。古砖瓦、古陶器等通常含有一些磁性矿物，在焙烧过程中它们会获得热剩磁，这种热剩磁同样与地磁场有关。因此，岩石和古物可以提供过去某个时期地磁场特征的有用资料。

测定不同地质年代形成的火山熔岩、海底和湖底沉积、黄土样品的剩余磁性发现，在漫长的地质时期，地磁场曾经发生过多次极性倒转。图 2.34

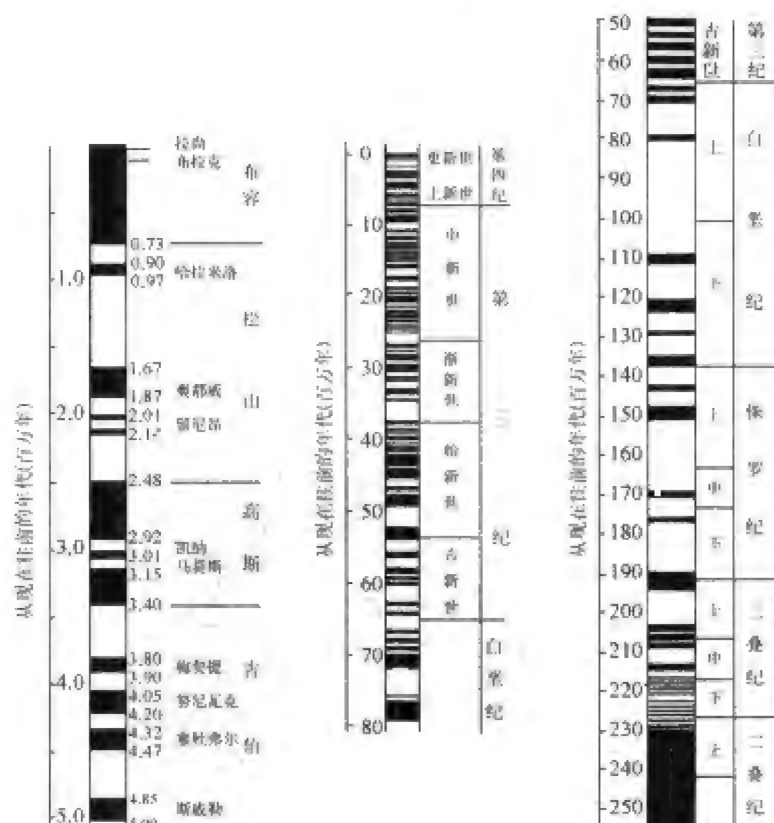


图 2.34　地磁极性表

左图表示 500 万年以来的地磁极性，中图表示 8 000 万年以来的地磁极性，右图表示 2.5 亿年以来地磁极性。图中黑色时段表示正向期(即与现在地磁极性相同)，白色时段表示反向期。

是2.5亿年以来的地磁极性表,与现代地磁场相同的极性期称做"正向期",用黑色表示,与现代地磁场相反的极性期称做"反向期",用白色表示。在最近的600万年期间,主要包括高斯、布容两个正向期(分别持续了大约100万年和78万年)和吉尔伯特、松山两个反向期(分别持续了大约231万年和180万年)。在每一个极性期又有若干较短暂的极性倒转事件,用它们的首次发现地命名。

地磁场极性倒转没有严格的周期性。倒转频繁时平均20万年倒转一次,倒转平静期几千万年不发生倒转,例如距今8千万年到1亿2千万年期间(属白垩纪)没有发生一次倒转。另一段超长平静期发生在石碳-二叠纪。

在古地磁研究中,通常假定地磁场是中心偶极磁场,测定岩石样品的偏角和倾角,就可以推算出当时的古地磁极和测点的古地磁纬度。由同一地区不同时期岩石得到的古磁极是不同的,这样,就可得到古磁极漂移轨迹。

同一时期生成的岩石不管它处于地球上的那一部分,它们所获得的剩磁都是由当时地磁场所决定的,因此,具有全球一致性。但是,不同地区得到的古磁极移动路线很不相同。这说明地球上不同地块发生过相对运动,并且由此可以得到不同地质时期地块相对移动的路径。图2.35给出了一个典型的例子。在距今1.75~4.70亿年期间,欧洲和北美的古磁极视移动路径相差很远。相对移动两块大陆使两条磁极路径重合,可以发现,两块大陆原来是连在一起的。

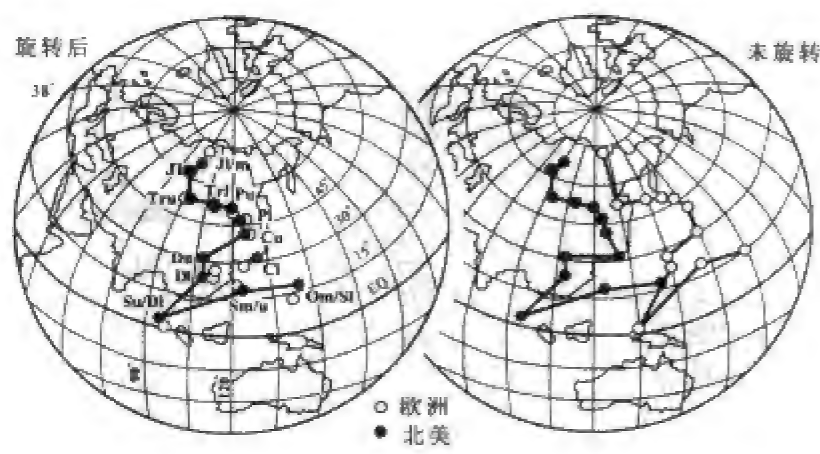


图2.35 距今1.75~4.70亿年欧洲和北美的视极移路径

地磁场极性倒转现象在海底扩张、大陆漂移和板块学说的建立和发展中起着关键的作用,由于极性倒转造成的海底条带状磁异常,与地震、地层、

古生物等证据为板块学说的创立奠定了最重要的观测基石。

参 考 文 献

Adam N V, Benkova N P, Tyurmina L O. Westward drift of the geomagnetic field[J]. Geomag. Aeron., 1965, 17: 263-276.

An Z C, Ma S Z, Tan D H, Barraclough D R, Kerridge D J. A spherical cap harmonic model of the satellite magnetic anomaly field over China and adjacent area[J]. J. Geomag. Geoelectr., 1992, 44: 243-252.

Barraclough D R. A Model of the Geomagnetic Field of Epoch 1975[J]. Geophys. J. Royal Astr. Soc., 1975, 43: 645.

Barraclough D R. Spherical harmonic models of the geomagnetic field[J]. Geomagnetic Bulletin, 1978, 8: 1-62.

Backus G E. Poloidal and toroidal fields in geomagnetic field modeling[J]. Rev. Geophys., 1986, 24: 75-109.

Barton C E. International geomagnetic reference field: the seventh generation[J]. J. Geomag. Geoelectr., 1997.49: 123-148.

Bellanger E, Le Mouel J L, Mandea M, Labrose S. Chandler wobble and geomagnetic jerks[J]. Phys. Earth Planet. Inter., 2001, 124(1): 95-103.

Bloxham J, Gubbins D, Jackson A. Geomagnetic secular variation[J]. Phil. Trans. R. Soc. Lond., A., 1989, 329: 415-502.

Bloxham J, Jackson A. Time-dependent mapping of the magnetic field at the core-mantle boundary[J]. J. geophys. Res., 1992, 97: 19537-19563.

Bloxham J, Zatman S, Dumberry M. The origin of geomagnetic jerks[J]. Nature, 2002, 420: 65-68.

Boyd J S. Invariant geomagnetic co-ordinates for epoch 1977.25[J]. Planet. Space Sci., 1977, 25(4): 411-414.

Bullard E C, Freedman C, Gellman M, Nixon J. The westward drift of Earth's magnetic field[J]. Phil. Trans. Roy. Soc., 1950, A243: 67-92.

Cain J C, Hendricks S J, Langel R A, Hudson W V. Proposed Model for the International Geomagnetic Reference Field[J], 1965. Geomag. Geoelectr. 1967, 9: 335.

Campbell W H. The regular geomagnetic field variations during quiet solar conditions [M]//Jacobs I A. Geomagnetism, Vol. 3, London: Academic Press,1989. 385-460.

Chapman S, Bartels J. Geomagnetism[M]. Oxford: Clarendon Press, 1940.

Gallet Y, Genevey A, Courtillot V. On the possible occurrence of 'archaeomagnetic jerks' in the geomagnetic field over the past three millennia[J]. Earth Planet. Sci. Let., 2003,214: 237-242.

Gustafsson G, Papitashvili N E, Papitashvili V O. A Revised Corrected Geomagnetic

Coordinate System for Epochs 1985 and 1990[J]. J. Atmos. Terr. Phys., 1992, 54: 1609-1631.

Holter B, Sandee D. Numerical experiments in geomagnetic modeling[J]. J. Geomag. Geoelectr., 1990, 42: 973-987.

James R W. An equation for estimating westward drift[J]. J. Geomagn. Geoelectr. 1968, 20: 429-431.

IAGA Division 5, Working Group 8. International geomagnetic reference field 2000[J]. Geophys.J. Int., 2000, 141(1): 259-262.

IAGA Division 5, Working Group 8. The 9th generation International Geomagnetic Reference Field[J]. Geophys.J. Int., 2003, 155(18): 1051-1056.

Jackson A, Jonkers A R T, Walker M R. Four centuries of geomagnetic secular variation from historical records[J]. Phil. Trans. R. Soc. Lond. A., 2000, 358: 957-990.

Jault D, Gire C, Le Mouel J L. Westward drift, core motions and exchanges of angular momentum between core and mantle[J]. Nature, 1988, 333: 353-356.

Kanasewich E R. Time sequence analysis in geophysics[M]. Edmonton: The University of Alberta Press, 1981. 1-480.

Korte M, Constable C G. Continuous global geomagnetic field models for the past 3000 years[J]. Phys. Earth Planet. Inter., 2003,140: 73-89.

Korte M, Constable C G. Continuous geomagnetic field models for the past 7 millennia: 2. CALS7K[J]. Geochem., Geophys., Geosys., 2005, 6(2): Q02H15, doi: 10.1029/2004GC000801.

Korte M, Constable C G, Genevey A, Frank U, Schnepp E. Continuous geomagnetic field models for the past 7 millennia: 1. A new global data compilation[J]. Geochem., Geophys., Geosys., 2005,6(2): Q02H15, doi: 10.1029/2004GC000800.

Langel R A, Berbert J, Jennings T, Horner R. MAGSAT Data Processing: A Report for Investigators[R]. Washington, D.C.: NASA TM-82160, 1981. pp. 45, 105, 106.

Langel R A, Estes R H. A geomagnetic field spectrum[J]. Geophys. Res. Lett., 1982, 9: 250-253.

Langel R A, Estes R H, Mead G D. Some new methods in geomagnetic field modeling applied to the 1960-1980 epoch[J]. J. Geomag. Geoelectr., 1982, 34: 327-349.

Langel R A, Estes R H. Large-scale, near-Earth magnetic fields from external sources and the corresponding induced internal field[J]. J. geophys. Res., 1985a, 90: 2487-2494.

Langel R A, Estes R H. The near-Earth magnetic field at 1980 determined from Magsat data[J]. J. geophys. Res., 1985b, 90: 2495-2510.

Langel R A. The main geomagnetic field[M]//Jacobs J A. Geomagnetism, Vol. 1, London: Academic Press. 1987. 249-512.

Lowes F J. Spatial power spectrum of the main geomagnetic field, and extrapolation to the core[J]. Geophys. J. R. Astr. Soc., 1974, 36: 717-730.

Lowes F J. An estimate of the errors of the IGRF-DGRF fields 1945-2000[J]. Earth Planets Space, 2000, 52: 1207-1211.

Macmillan S, Quinn J M. The 2000 revision of the joint UK/US geomagnetic field models and an IGRF candidate model[J]. Earth Planet. Space, 2000, 52: 1149-1162.

Malin S R C. Geomagnetic secular variation and its changes, 1942.5 to 1962.5[J]. Geophys. J. R. astr. Soc., 1969, 17: 415-441.

Malin S R C, Saunders I. Rotation of the Earth's magnetic field[J]. Nature, 1973, 245-246.

McLean S, Macmillan S, Maus S, Lesur V, Thomson A, Dater D. The US/UK world magnetic model for 2005-2010[R]. NOAA technical report NESDIS/NGDC-1, 2004.

Merrill R T, McFadden P L. Geomagnetic polarity transitions[J]. Rev. Geophys., 1999, 37(2): 201-226.

Nakata T. Two main aspects of geomagnetic secular variation - westward drift and non-drifting components[J]. Proc. Benedum Earth Magnetism Symp., 1962, 39-55.

Nakata T. Main characteristics of recent geomagnetic secular variation[J]. J. Geomagn. Geoelectr., 1965, 17: 263-276.

Olsen N, Oersted initial field model[J]. Geophys. Res. Lett., 2000, 27(22): 3607-3610.

Olsen N, Luhr H, Sabaka T J, Mandea M, Rother M, Toffner-Clausen L, Choi S. CHAOS-A model of Earth's magnetic field derived from CHAMP, Oersted, and SAC-C magnetic satellite data[J]. Geophys. J. Int., 2006, 166: 67-75, doi: 10.1111/j.1365246X.2006.02959.x.

Olsen N, Mandea M. Will the magnetic north pole move to Siberia[J]? EOS, 2007a, 88(29): 293.

Olsen N, Mandea M. Investigation of a secular variation impulse using satellite data: The 2003 geomagnetic jerk[J]. Earth Planet. Sci. Lett., 2007b, 255: 94-105.

Peddie N W, Fabiano E B. A Model of the Geomagnetic Field for 1975 (AWC/75)[J]. J. Geophys. Res. 1976, 81: 2539.

Richmond A D. Relation of the westward drift of the geomagnetic field to the rotation of the Earth's core[J]. J. Geophys. Res., 1969, 74: 3013-3018.

Sabaka T J, Langel R A, Baldwin R T, Conrad J A. The geomagnetic field 1900-1995, including the large-scale field from magnetospheric sources, and the NASA candidate models for the 1995 revision of the IGRF[J]. J. Geomag. Geoelectr., 1997, 49: 157-206.

Sabaka T J, Olsen N, Langel, R A. A Comprehensive Model of the Near-Earth Magnetic Field: Phase 3[R]. NASA/TM-2000-209894, 2000.

Sabaka T J, Olsen N, Langel R A. A Comprehensive Model of the quiet-time near Earth Magnetic Field: Phase 3[J]. Geophys. J. Int., 2002, 151: 32-68.

Schmitz D R, Meyer J, Cain J C. Modeling the Earth's geomagnetic field to very high degree and order[J]. Geophys. J., 1989, 97: 421-430.

Schmucker U. Magnetic and electric fields due to electromagnetic induction by external sources[M]//Landolt-Börnstein. New-Series, 5/2b, Berlin: Springer-Verlag, 1985.

Schmucker U. A spherical harmonic analysis of solar daily variations in the years 1964-65. I[J]. Methods. Geophys. J. Int., 1999, 136: 439-454.

Tank S B. Rotation of the geomagnetic field about an optimum pole[J]. Geophys. J. Int., 2000, 140: 461-464.

Tsyganenko N A. Global quantitative models of the geomagnetic field in the cislunar magnetosphere for different disturbance levels[J]. Planet. Space Sci., 1987, 35: 1347-1358.

Tsyganenko N A. A magnetospheric magnetic field model with a warped tail current sheet [J]. Planet. Space Sci., 1989, 37: 5-20.

Tsyganenko N A, Usmanov A V, Papitashvili V O, Papitashvili N E, Popov V A. Software for computations of the geomagnetic field and related coordinate systems[J]. Soviet Geophys. Comm., Moscow, 1987, 58 pp.

Walker A D, Backus G E. A six-parameter statistical model of the Earth's magnetic field [J]. Geophys. J. Int., 1997,130: 693-700.

Winch D E. Spherical harmonic analysis of geomagnetic tides, 1964 - 1965[J]. Phil. Trans. Roy. Soc. Lond., A., 1981,303: 1-104.

Winch D E, Slaucitajs L. Geomagnetic multipoles[J]. Pure Appl. Geophys., 1966, 63: 121 - 132.

Xu Wen-Yao. Unusual behavior of the IGRF during the 1945 - 1955 period[J]. Earth Planets Space, 2000,52(6): 1227-1233.

Xu, Wen-yao. Revision of the high-degree Gauss coefficients in the IGRF 1945 - 1955 models by using natural orthogonal component analysis[J]. Earth Planets Space, 2002, 54(7): 753-761.

Xu Wen-Yao. Natural orthogonal component analysis of IGRF and its application to study on the historical geomagnetic models[J]. Geophys. J. Int., 2003, 152(1): 613-619.

Yukutake T. The westward drift of the magnetic field of the Earth[J]. Bull. Earthquake Res. Inst., 1962, 40: 1 - 165.

Yukutake T, Tachinaka H. Separation of the earth's magnetic field into the drifting and standing parts[J]. Bull. Earthquake Res. Inst., 1969, 47: 65 - 97.

Zhu R X, Tschu K K. Studies on paleomagnetic ang reversals of geomagnetic field in China[M]. Beijing: Science Press,2001.

安振昌,王月华.1900—2000年非偶极子磁场的全球变化[J].地球物理学报,1999,42(2):169-177.

马石庄.任意阶次磁多极子场力线的解析表示[J].地球物理学报,1994,38:703-706.

马石庄.地磁学中的球面各向同性随机矢量场[J].地球物理学报,1997,40:17-27.

马石庄.VGP角散布与地磁场低阶非轴向偶极子分量[J].地球物理学报,1997,40:124-134.

王亶文.二十世纪的地球偶极子磁场[J].地球物理学报,2005,48(1):52-55.

王月华.MAGSAT卫星矢量磁异常的矩谐分析[J].地球物理学报,1992,35(5):655-660.

魏自刚,徐文耀.东亚大陆磁异常的西向漂移[J].地球物理学报,2000,43(1):45-52.

魏自刚,徐文耀.地磁场西漂的纬度变化和频散特征[J].科学通报,2001,46(18):1563-1567.

魏自刚,徐文耀.地磁场的漂移运动和强度变化[J].地球物理学报,2001,44(4):500-509.

徐文耀.行星尺度地磁异常的长期变化[J].地球物理学报,2001,44(2):180-189.

徐文耀.地磁场能量在地球内部的分布及其长期变化[J].地球物理学报,2001,44(6):747-753.

徐文耀.地磁场的NOC模型[J].中国科学(D),2002,32(7):576-587.

徐文耀,孙炜.1900—2000年地球主磁场的本征模分析[J].地球物理学报,1998,41(1):1-9.

徐文耀,魏自刚,马石庄.20世纪地磁场的剧烈变化[J].科学通报,2000,45(14):1563-1566.

徐文耀.国际参考地磁场中高阶球谐项对国际参考地磁场的影响[J].地球物理学报,2003,46(4):476-481.

徐文耀,Henri-Claud Nataf,魏自刚,杜爱民.地磁场长期变化速率的30年周期[J].地球物理学报,2006,49(5):1329-1338.

朱岗昆.古地磁学——基础、原理、方法、成果与应用[M].北京:科学出版社,2005.

第三章　地球主磁场的地核起源

第一节　地球主磁场起源研究的历史回顾

从一千多年前的古代起，人类就知道地球有磁场，但是地球怎么会有磁场，却是至今难以圆满回答的问题。长期以来，地磁场起源问题一直吸引着，同时也困扰着人类的最高智慧，时时有前进，但是总无尽头。从1600年吉尔伯特提出第一个永久磁化理论到现在，四百年来，至少有十几种地磁起源假说或理论相继问世，但大多数假说还未来得及充分发展就被放弃了。目前，只有地核发电机理论“一枝独秀”，得到普遍的承认和深入研究。

一、对地磁场起源理论的基本要求

一个成功的地磁场起源理论应该是物理上合理的理论，它必须符合电磁学、力学、热力学等物理学基本规律。

一个成功的地磁场起源理论不仅应该能够合理地解释地磁学已有的观测事实，解释过去地磁场演化的历史，而且可以预言未来地磁场发展的趋势，同时，对认识地球和宇宙其他现象有所帮助。

一个成功的地磁场起源理论不仅要符合地磁学的主要观测事实，而且应该尽可能与其他相关学科的观测事实相符合，至少不矛盾，其中包括地震、重力、地热和天文等学科得到的观测结果。

地磁场起源理论应该回答的基本问题大体可以归纳如下：

(1) 地球为什么会有磁场？

(2) 为什么地磁场会长期存在(至少为地球年龄的70%)？

(3) 为什么地磁场中偶极子场占优势?

(4) 决定地磁场强度的因素是什么?

(5) 为什么地磁场强度会变化,而变化又那么小?

(6) 为什么指南针近似指北?

(7) 为什么平均地磁轴与地球自转轴相合?

(8) 为什么地磁场极性会倒转?

(9) 极性倒转时地磁场发生什么样的变化? 为什么?

(10) 为什么地磁场极性倒转频率变化如此之大?

(11) 为什么没有占优势的极性?

(12) 引起地磁场长期变化的物理过程是什么?

(13) 地磁场西漂的意义何在?

(14) 为什么其他行星和卫星也有磁场? 这些磁场是否可以用统一机制来解释?

在地磁学发展史上,有的地磁起源假说只是为解释某一特定的地磁现象而提出的,有的则更为普遍一些。不管是哪一种,在该假说提出的时候都有其合理和成功的地方。它们不断接受着日益发展的物理学、地学等学科的检验,受到迅速增多的观测事实的检验和挑战。有的学说很快被扬弃了,有的被不断修正和发展。在各种假说中,地核发电机学说是最有希望的学说。

二、主要的地磁起源理论

关于地磁场起源的假说或理论大致可以分为五类,即磁化理论、感应理论、电流理论、波动理论和发电机理论。所有地磁场起源理论都力图解释地磁场时空结构特征以及形成这些特征的物理机制,然而其侧重点不同。有的侧重于解释偶极场产生的机制(如磁化理论、感应理论、电流理论),有的侧重于解释偶极场变化的机制(主要是磁场增强或放大机制,如感应理论、电流理论),有的只是为了解释地磁场西漂(如波动理论),而发电机理论则是更为一般的理论。

1. 永久磁化理论(吉尔伯特,1600)

地磁场在地球表面的分布类似于一个地心磁偶极子所产生的磁场。根据这一观测事实,吉尔伯特(W. Gilbert)提出了最早的永久磁化理论。

一个均匀磁化球在球外所产生的磁场与中心偶极子一样。如果地球是一个均匀磁化球,那么,要产生观测到的地磁场,地球的平均磁化强度应为

80 A/m(0.08 G)。地球上确实已经发现有的岩石具有这样大的磁化强度，这些岩石中磁铁矿的含量超过50%，但这已达到了天然岩石磁化强度的上限，地球不可能完全由这样的物质组成。

更重要的是，岩石只能在居里点温度(大约为600℃)以下，才能获得永久磁化，根据地温梯度估计，在20～30 km深度处，温度已经达到居里点温度。如果地磁场仅仅由地表到20～30 km这一薄层地壳所产生，则要求地壳岩石的磁化强度高达6 000 A/m。而这显然是完全不可能的。

2. 磁回旋理论(巴耐特，1933)

巴耐特(S. J. Barnett)假设，每个铁磁体原子本身就是一个转子，除具有机械转矩外，还具有与转子方向一致的磁矩。因此，旋转的铁磁物体会在转轴方向磁化，其磁矩为 $J = 4\pi\, cmn/e$，式中 n 为每秒钟转数。实验测定结果与理论值接近，$J = 1.5\times10^{-6}n$ (C.G.S)。但如果把地球的转速代入上式，所得到的地球磁矩仅为实际值的100亿分之一，换句话说，要产生现在的地磁场，地球每秒钟要转10万圈。

3. 巨体旋转理论(布莱克特，1947)

布莱克特(P. M. Blackett，因在宇宙线方面的贡献而获得1948年诺贝尔奖)注意到，地球、太阳和室女座78号星的磁矩与转矩之比很接近。于是他提出，由于某个目前还不能解释的物理定律，巨大天体具有与机械转矩成正比的磁矩，以此来说明地球磁场的起源。为了得到实验证明，他专门研制了无定向磁力仪，测量随地球转动的纯金球的微弱磁场。实际测量结果否定了他的假定，但无定向磁力仪却成了古地磁测量的重要仪器。

4. 磁暴感应理论(查特里，1956)

磁暴是经常发生的磁场变化现象，它起源于磁层赤道环电流。查特里(J. S. Chatterjee)认为，反复发生的磁暴恢复相，通过电磁感应可以在地核中形成产生偶极磁场的电流体系。在前一个磁暴的感应电流消失之前，后一个磁暴接着发生，在磁暴多次重复之后，就会形成今天的地磁场。

但是，根据磁暴理论，只有当偶极场存在的条件下，才会形成产生磁暴主相和恢复相的赤道环电流。也就是说，先有地磁场，后有磁暴环电流。即使不考虑这个困难，要形成今天的地磁偶极场，大约需要100亿年，而地球却只有50多亿年的历史。

5. 静磁感应理论(怀尔德，1894)

为了解释地磁场的不规则结构和长期变化，怀尔德(H. Wilde)用一个直径18英寸的球壳来模拟地球，球内放置电流线圈以产生偶极磁场，球内

表面相应于海洋的区域置放铁板(他认为,海洋地壳比大陆地壳冷,故居里点较深,磁性较强),大陆下面的某些特征也用铁板来模拟。用这个模型产生的总磁场(包括一次场和铁板中的二次感应场)显示了主磁场的某些不规则特征,使电流线圈绕一倾斜轴旋转,再现地磁场长期变化。

事实上海洋地壳比大陆温度高,因而,怀尔德的假设与实际情况不符。更重要的是他没有给出内球电流产生的原因,而这一点正是地磁场起源理论应该回答的最核心的问题。

6. 磁力线扭结理论(阿尔文,1950)

阿尔文(H. Alfven,因等离子物理方面的贡献获1970年诺贝尔奖)的磁力线扭结理论实际上是以高电导地核的感应过程为基础的理论。如果地核中存在差动旋转,原来的偶极磁场将被流体运动拖曳而缠绕。在强缠绕的情况下,磁力线束将会不稳定,最后,形成磁力线环(扭结)。许多这样的磁环可能同时存在,磁环被对流拉伸开来,最后增强了原来的磁场。

磁力线扭结是地核中一个重要的过程,但是形成磁环的过程是否足够频繁地重复进行,还是一个不清楚的问题。

7. 旋转电荷理论(舒瑟兰德,1900)

舒瑟兰德(W. Sutherland)认为,如果地表均匀分布着静电荷,它们随地球旋转会形成电流,进而产生偶极磁场。为了产生观测到的地磁场,要求地表面电荷密度为0.14 C/m^2。但是,测量表明,全球电荷总量仅为 5.4×10^5 C,如果这些电荷全部分布在地球表面,平均面电荷密度也只有 10^{-9} C/m^2,远远不足以产生所要求的磁场。这一理论的另一个困难是,所要求的面电荷会在地面产生 10^9 V/m 的强大电场,这不仅远远大于地表实际观测到的电场(约100 V/m),也远远大于地表大气的放电电压。实际上,即使存在这样的电荷,随地球一起旋转的观测者既测不到电流,也测不到磁场。

8. 漂移电流理论(英格里斯,1955)

这个理论以磁场和自由电子存在为前提,试图寻找一个维持和放大地磁场的机制。由地球内部高温而产生的自由带电粒子,在磁场和电场作用下做漂移运动并产生漂移电流,使原来的磁场增强。这个理论认为,电场是地球内部电荷因重力作用不同而自身分离的结果:电子轻而靠近地表分布,正电荷重而靠近地心。英格里斯(D. R. Inglis)估计,由于这种分离,在一个原子体积内可形成的电荷约为 10^{-10} 电子电荷。

9. 残余电流自由衰减理论(兰姆,1883)

“永磁体”假说的失败使人们转向“电磁铁”假说。兰姆(H. Lamb)假设,一开始地球内存在闭合电流而形成磁场,此后,电流自由衰减,地磁场缓

慢减小。这个假说的困难在于,起始的大电流是如何产生的?电流衰减的时间常数只有 10^5 年,如何能维持几十亿年的地磁场?此外古地磁并未提供地磁场自由衰减的证据。

10. 热电效应理论(埃尔萨塞,1939)

这个理论认为,在流体地核中,由于放射性物质自然衰变形成的温度梯度驱动对流,上升和下降部分的温差产生电动势和电流,从而产生地磁场。埃尔萨塞(W. M. Elsasser)假定,核中的流动呈湍流形态,拉克恩假定温差电动势产生在不同物质接触的核幔界面上。

该假说的困难在于:产生必要的温差电动势要求对流的上升部分和下降部分的温差大于 5 ℃,但考虑浮力和电磁力的平衡以及热力学效率,地球内部的这个温差仅仅只有 10^{-4}℃。而且,5 ℃的温差会产生很大的对流速度以及地核向地幔的热流,但地面热流观测并不支持这个结论。

11. 霍尔效应理论(魏斯汀,1954)

魏斯汀(E. H. Vestine)认为,由于核幔界面上的温差或别的原因,一个贯穿地核与地幔的电流体系将会形成。由于下地幔物质具有半导体性质,其霍尔系数远大于金属地核。如果同时存在一偶极磁场,则会产生霍尔电流,它的磁场将使原来的磁场增强。这样的过程重复发生,即可建立起一个足够大的磁场。但是,下地幔霍尔系数究竟有多大还不清楚,而且,这个理论无法解释地磁场的长期变化。

12. 压缩效应假说(冈恩,1929)

冈恩(R. Gunn)建议,像地球这样的高度压缩物体的重力场会产生电场,在电场的驱动下,电子运动产生电流,并进而产生磁场。不过,这个假说的真实性尚未得到证明。

13. 磁流体波理论(海德,1966)

海德(R. Hide)用简单的理论模型研究了不可压缩流体组成的旋转球壳中的自由磁流体振荡,他发现,对于每一个空间谐波,旋转会引起两种不同的振荡模:磁模和惯性模,二者以不同的速度传播。在把这一理论用于解释地磁场长期变化的时候,他发现,如果地核中环型磁场的强度为 100 G,则可以用地核磁模与地球极型磁场的相互作用来解释主磁场长期变化的许多特点,包括西向漂移。惯性模产生的磁场变化,因振荡周期较短,难于穿透到地表,但它在下地幔感应出的涡旋电流可能影响核幔的力学耦合。

14. 地核发电机理论(拉莫尔,1919;埃尔萨塞,1946;布拉德,1949,1955)

1919 年拉莫尔(J. Larmor)首次提出天体磁场起源的发电机假说,他

在《像太阳这样的旋转天体怎样成为磁体?》一文中写道:"太阳表面的现象指出,在太阳内部(主要在子午面内)存在着残余的环流。这种内部运动将因感应而生成电场,而电场又作用于运动介质。如果环绕太阳轴的任一导电回路是连通的,则有电流绕太阳轴流动,此电流将使施感磁场增强。于是,太阳内部环流运动就以自激发电机的方式,通过消耗内部环流运动的能量,维持一个永久磁场。"拉莫尔的思想也同样适用于导电流体的地球外核。

是否天体内部流体的任何运动都可以维持永久磁场?回答是否定的。1934 年柯林(T. G. Cowling)从理论上证明,轴对称磁场不可能由轴对称运动所维持,因而,他认为拉莫尔的设想是错误的,这被称做第一个"反发电机定理"(anti-dynamo theorem)。"反发电机定理"的证明引发了寻找更普遍的反发电机定理的热潮,直到 1970 年,奇尔德莱斯和罗伯茨证明不存在普遍的反发电机定理,这一热潮才告停止。

对发电机理论的重要数学贡献最先是由埃尔萨塞(1946)和布拉德(1949)完成的。他们没有采用依赖于导线、刚性圆盘等部件的"单极发电机"方法,而是使用流体核内的磁流体发电机理论来建立"自持发电机"模型,从而奠定了地球发电机理论的数学基础。

1942 年阿尔文证明,开尔文-赫姆霍兹定理适用于完全导电流体,通过随流体运动的闭合回线的磁通量保持不变。这个"冻结磁场"概念在地球发电机理论中起着核心作用。随着物理学、数学和计算机技术的发展,地球发电机理论和数值模拟研究迅速发展,成为地磁场起源学说中最有希望的理论。

15. 电池效应(仑伍德,1958;梅里尔,1990)

下地幔 D″层中发生着化学相互作用,使正离子向一个方向移动,而电子向相反方向移动,从而产生电流和磁场。这样产生的磁场可能占观测到的磁场的相当大的一部分。这个模型认为,地球的核幔界面就像一个巨大的化学电池,产生着形成地磁场所需要的电流。

第二节 地球发电机过程的深部环境

地球发电机运行的主要场所在液态的地球外核,所以外核的结构、状态和物理化学性质是决定发电机过程最基本的因素。同时,地球内核不仅与

发电机过程的能量来源有密切关系，而且内外核的耦合也极大地影响着发电机过程。此外，核幔界面和下地幔的状态对发电机过程也有很大的控制作用。因此，为了研究地球发电机过程，必须首先认识外地核，同时还要了解外核的内外环境——内核和地幔。

对地球深部的结构、状态和性质的认识主要来自地震、重力、地热、地化、电磁感应、地球自由振荡、陨石、比较行星学等观测研究和高温高压实验结果。图 3.1 是由地震波资料得到的"初步参考地球模型"(PREM)，图 3.2 是地球内部重要物理性质随深度的变化，表 3.1 给出地球内部的分层结构。

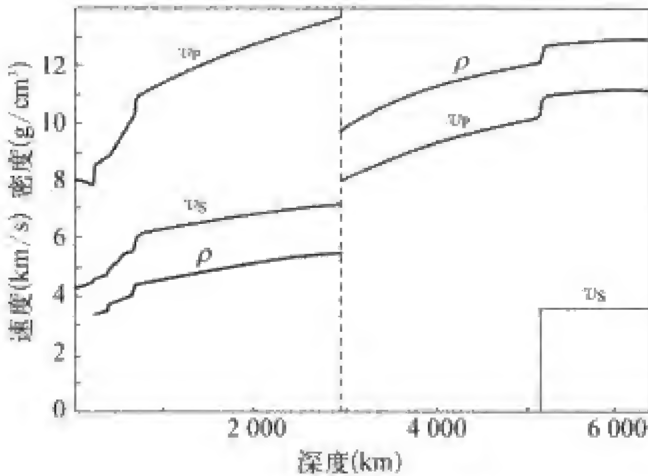


图 3.1 地球内部密度 ρ、地震纵波速度 v_P 和横波速度 v_S 随深度的变化

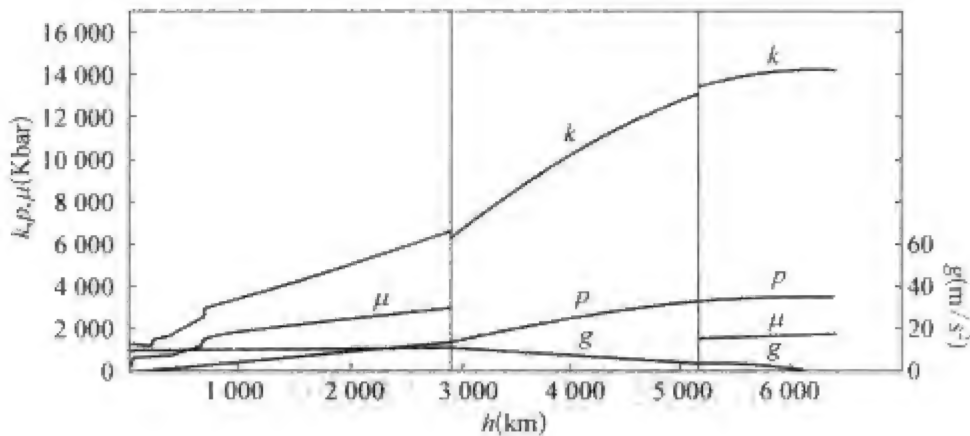


图 3.2 地球内部重要物理性质随深度的变化

g—重力加速度；p—压强；μ—剪切模量(刚性系数)；k—体积模量(不可压缩系数)。

表 3.1　地球内部的分层结构

名　　称		深度范围 (km)	纵波速度 (km/s)	横波速度 (km/s)
地壳(A层)		大陆　海洋 15~80　2~11	5.5~7.8	3.1~4.4
上地幔	盖层(B′层)	70~150　11~60	7.8~8.5	4.4~4.8
	低速层(B″层)	150~220　60~220	7.9	4.4
	均匀层	220~350	8.5~8.8	4.6~4.7
过渡层(C层)		350~700	8.8~11.1	4.7~6.2
下地幔	D′层	700~2 740	11.1~13.7	6.2~7.3
	D″层	2 740~2 891	13.7	7.3
外核(E层)		2 891~5 149	8.06~10.4	0
内核(G层)		5 149~6 3711	1.0~11.3	3.5~3.7

应该指出的是，近来的地震研究表明，这种横向均匀的、各向同性的、球对称的老模型是不精确的，地球深部有明显的横向不均匀性。例如，三维地震波成像结果表明，太平洋下地幔波速较低，这可能反映了该区温度较高，它会影响地核过程，使太平洋底下的非偶极子磁场强度减小，而形成所谓的“太平洋偶极子窗”。所以，应该发展三维模型来代替老模型。

从微分方程求解的角度来讲，泛定方程加初始条件和边界条件，才能得到确定的解。所以我们有必要对地磁发电机方程描述的区域(外核)以及它的内边界(内核)和外边界(下地幔)进行详细的考察。

一、地球内核——像月球一样大，像太阳一样热

地球内核在地磁发电机过程中起着重要的作用，虽然发电机过程本身发生在流体外核，但内核的高电导性质为这一过程提供了边界条件和约束条件。地磁场的极移和极性倒转无不受到内核的控制和调节(参见第七节图 3.15)。

内核位于地下 5 149 km 深处的地球中心，其半径不到地球半径的 1/5，约为 1 222 km，相当于月球半径(1 738 km)的 70%。内核体积只有地球的0.7%，它的质量为 9.7×10^{22} kg，占地球总质量(5.976×10^{24} kg)的 1.6%。

内核物质处于高温高压状态，其温度超过 4 000 ℃，地心的温度可能相当于太阳表面温度（6 000 ℃）。内核压强从核表面的 329 GPa 一直增大到地心的 367 GPa（1 GPa 约等于 10 000 个大气压）。

内核成分主要是铁。从长周期剪切波可通过内核传播的事实可以推断，内核具有有限刚度。这一点并不意味着内核是一般意义上的固体，内核具有较大的泊松比可能表明它是部分熔融的。但综合各种资料表明，内核即使不完全是，也主要是固体。此外，内核物质还表现出某种各向异性：沿地球自转轴方向的地震波速大一些。

二、地球外核——像铁水一样易流，像汞一样良导

地球外核是地磁发电机过程发生的区域，这里的介质粘性、电导率、温度、成分等性质直接决定着发电机过程的基本特征。

外核的深度范围为 2 891～5 149 km，厚度 2 258 km，接近内核半径的 2 倍，体积为地球的 16%，平均密度为 11×10^3 kg/m^3，外核的质量为 1.85×10^{24} kg，占地球总质量的 31%。

外核主要由 Fe 和 Ni 组成，还可能包含 10% 的轻物质，如 Si，O，S，H 等。外核的上部也许是分层的，最上部 200 km（也许是 800 km）的一层在化学上与其余部分不同。

外核的内外两个界面是地球内部重要的分界面。由地幔穿过核幔界面进入外核时，密度突增 4.4×10^3 kg/m^3，但压缩波速度却下降了 5.6 km/s，而剪切波则突变为零，这成为“外核是流体”的证据。进一步向内，穿过内外核界面进入内核时，密度增加 0.55×10^3 kg/m^3，剪切波则回升到 3.5～3.7 km/s，说明内核又复为固态。

外核同样处于高温高压状态之下，核幔界面的温度为 4 000±1 000℃，核内温度随深度而增加，绝热温度梯度为 0.7～1.0 ℃/km。外核压力从核幔界面的 137 GPa 一直增加到内核表面的 329 GPa。

对地磁场起源来说，外核最重要的两个参数是电导率与粘性。从外核物质的状态和高温高压实验，估计外核电导率约为 6×10^5 S/m，约为汞电导率的三分之二，是银电导率的百分之一。对地核粘度的估计比较分散，不同的估计值可以相差 11 个数量级。地核粘度的大小对地核运动状态（层流或湍流）影响很大，对诸如边界层厚度等重要参数的估计也至关重要。一个普遍认为合适的估计值是 0.06 泊，相当于地面铁水的粘度，或约为地表水粘度的 6 倍。

三、下地幔

下地幔，特别是紧临外地核的D″层是地磁发电机的外边界。这里的边界条件影响着发电机过程的性质，甚至决定着极性倒转能否发生。地幔的热力学状态是影响发电机过程的关键因素(参见第七节图3.17)。

下地幔从700 km深处一直延伸到2 891 km的核幔界面，它的主体部分是700～2 740 km深度范围内的D′层，其下是150 km厚的薄层——D″层。下地幔含有较多的FeO，并随深度而增加。

D″层在地磁起源研究中有重要意义。在这一薄层中，地震剪切波梯度减小，甚至变为负值，这是由温度梯度的增加和化学变化引起的。地震波研究指出，D″层的地形可能有±4 km的起伏，其波长大于1 000 km，波速有大尺度横向变化。

下地幔电导率很不确定。考虑到周期短于一年的地磁变化被地幔所屏蔽，估计下地幔电导率为300 S/m。但是根据某些快速变化的内源场(如地磁急变)，估计地幔电导率为1 S/m的量级。目前普遍认可的估计值是3～100 S/m。

D″层的电导率更不确定。地核中熔融的铁通过化学反应可能生成FeO或FeSi的金属区，其电导率可以达到10^5 S/m，但这种金属区的大小和分布目前仅仅是推测而已。从1969年地磁急变现象来看，D″层不会全是这种高电导区。确定高电导区的分布和大小是十分有意义的，它会通过边界条件的改变影响发电机模型，也会影响核幔耦合的估计以及地磁长期变化。

第三节　地核中的力学过程和电磁过程

地球外核介质是处于高温高压状态下的导电流体，并有地磁场渗透其中。作用在这种流体中的力既有普通流体中存在的压力、重力等，又有电磁力，因此，它的运动状态和动力学行为同时受到流体力学和电磁学定律的控制。处理这类介质的动力学问题，要用磁流体力学理论。

磁流体力学(magnetohydrodynamics，简称MHD)是流体力学和电磁学相结合的理论，用来研究电磁力起重要作用的流体力学问题。因为问题

涉及流体运动，所以必须首先选定测量速度的参考系。在地球发电机问题中，最方便的参考系是固定在地球上（更准确地说，是固定在地幔上），并随之运动的参考系。由于这样的参考系不是惯性系，所以在使用牛顿定律时，必须加上离心力和科里奥利力。而麦克斯韦方程则既可用于旋转系、又可用于惯性系。

一、地核中的力学过程

牛顿第二定律告诉我们，物体在外力驱动下运动的加速度等于作用在该物体上的力除以质量。与一般流体一样，磁流体也是在各种力的共同驱动下运动的。在地球旋转坐标系中，主要的作用力有流体压力、离心力、科里奥利力、粘滞力、重力和电磁力。这里，与普通流体不同的是，多了一种电磁力。

作用在流体元（一小团流体）上的力分为体力和面力两大类。体力是作用在每一个流体质点上的力，如重力、离心力、科里奥利力和电磁力，这些力都是矢量，它们的表达式很容易写出来。面力则不同，它只作用在流体元表面上，如压力、摩擦力（即粘滞力）。由于一个流体元有方向不同的表面元（如六面体流体元有六个面元，方向各不相同，用面元向外的法线表示），作用在一个表面元上的面力又可分为三个分量（垂直面元的正应力和面元内的切应力），因此面力要用张量来表示，称作柯西应力张量。面力还有一个特点，这就是使流体元运动的“有效力”不是柯西应力张量本身，而是所有面元上的力所合成的“净结果”，也就是说是柯西应力张量的某种空间变化量。

将牛顿第二定律用于磁流体中的任意体积元，即可得到描述磁流体运动的纳维-斯托克斯方程（Navier-Stokes equation）

$$\begin{aligned}\rho\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{v}}{\mathrm{d}t} &\equiv \rho\left(\frac{\partial \boldsymbol{v}}{\partial t}+\boldsymbol{v}\cdot\nabla\boldsymbol{v}\right)\\ &= -\nabla p-\rho\boldsymbol{\Omega}\times(\boldsymbol{\Omega}\times\boldsymbol{r})-2\rho\boldsymbol{\Omega}\times\boldsymbol{v}\\ &\quad+\eta\nabla^2\boldsymbol{v}+\frac{\eta}{3}\nabla(\nabla\cdot\boldsymbol{v})-\rho\nabla\psi_g+\boldsymbol{J}\times\boldsymbol{B}\end{aligned} \tag{3.1}$$

式中，$\boldsymbol{v}$ 是流体速度，ρ 为密度，p 是压强，$\boldsymbol{\Omega}$ 是地球旋转角速度，$\boldsymbol{r}$ 是位置矢量，η 是粘度（又叫粘滞系数，或粘性系数，经常使用的还有运动学粘滞系数 ν，$\nu=\eta/\rho$），ψ_g 是重力位，$\boldsymbol{J}$ 是电流密度，$\boldsymbol{B}$ 是磁感应矢量。

方程(3.1)左端表示流体元动量的变化率，方程右端是作用在流体元上所有力的合力，其中第一项是压力梯度，第二项是离心力，第三项是科里奥利力，第四项和第五项是粘滞力，第六项是重力，第七项是电磁力。

重力位与密度 ρ 和引力常数 G 的关系可用泊松方程描述

$$\nabla^2 \psi_g = -4\pi G\rho \tag{3.2}$$

地核流体除了满足式(3.1)所示的动量守恒定律外，还要满足质量守恒定律，即连续方程

$$\nabla \cdot (\rho \boldsymbol{v}) + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \tag{3.3}$$

此外，还有描述温度 T 变化的热传导方程和地核的状态方程

$$\frac{\partial T}{\partial t} = k_T \nabla^2 T + (\nabla k_T \cdot \nabla T) - \boldsymbol{v} \cdot \nabla T + \epsilon \tag{3.4}$$

$$\rho = F(P, T, H) \tag{3.5}$$

式中 k_T 是热扩散系数，ϵ 热源项。

二、地核中的电磁过程

由于方程(3.1)中包含电磁量 $\boldsymbol{J}$ 和 $\boldsymbol{B}$，所以要完整描述地核磁流体的动力学行为，还需要补充麦克斯韦电磁方程以及电磁场的本构关系：

$$\nabla \cdot \boldsymbol{D} = \rho_e \tag{3.6}$$

$$\nabla \times \boldsymbol{E} = -\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} \tag{3.7}$$

$$\nabla \cdot \boldsymbol{B} = 0 \tag{3.8}$$

$$\nabla \times \boldsymbol{H} = \boldsymbol{J} + \frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t} \tag{3.9}$$

$$\boldsymbol{B} = \mu \boldsymbol{H} \tag{3.10}$$

$$\boldsymbol{D} = \varepsilon \boldsymbol{E} \tag{3.11}$$

流体中的电流密度 $\boldsymbol{J}$ 决定于电导率 σ 和该运动流体感受到的电场 $\boldsymbol{E} + \boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}$(而不是在我们的参考系中测量到的电场 $\boldsymbol{E}$)，所以有广义欧姆定律

$$\boldsymbol{J} = \sigma(\boldsymbol{E} + \boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}) \tag{3.12}$$

地核物质可以看做是非磁性物质，即 $\mu = \mu_0$。地核中与地磁起源有关的电磁过程是缓变过程，所以可忽略位移电流，由式(3.9)和(3.12)得到

$$\nabla \times \boldsymbol{B} = \mu\sigma(\boldsymbol{E} + \boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}) \tag{3.13}$$

对式(3.13)两边取旋度并利用式(3.7)，得

$$\frac{1}{\mu\sigma} \nabla \times \nabla \times \boldsymbol{B} = -\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} + \nabla \times (\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}) \tag{3.14}$$

利用磁场无散条件式(3.8)可得

$$\nabla \times \nabla \times \boldsymbol{B} = \nabla(\nabla \cdot \boldsymbol{B}) - \nabla^2 \boldsymbol{B} = -\nabla^2 \boldsymbol{B} \tag{3.15}$$

代入式(3.14)，我们得到极其重要的磁感应方程

$$\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} = \nabla \times (\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}) + \eta_m \nabla^2 \boldsymbol{B} \tag{3.16}$$

式中第一项包含着流体速度，表示运动对磁场变化的影响；第二项表示磁场在空间的扩散效应，$\eta_m = (\sigma\mu)^{-1}$ 是磁扩散率（或磁粘滞系数），类似于运动学粘滞系数 ν。完全导体的电导率 $\sigma = \infty$，所以磁扩散率为零。

在前面我们看到纳维-斯托克斯方程中，电磁力影响着流体运动。在这里，我们又看到，流体运动反过来影响着电磁场变化。这就是说，流体运动和电磁场是耦合在一起的，磁流体力学的复杂性正是在这里。

为了理解式(3.16)中各项的物理意义，我们考虑三种情况：

1. 磁场自由衰减（扩散）状态

令方程(3.16)右端第一项为零，即可得到扩散方程

$$\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} = \eta_m \nabla^2 \boldsymbol{B} \tag{3.17}$$

设想有一个随时间变化的、波长为 L 的正弦磁场

$$\boldsymbol{B} = \boldsymbol{B}_0 e^{-\gamma t} e^{i2\pi x/L} \tag{3.18}$$

代入式(3.17)，得

$$\gamma = \frac{2\pi \eta_m}{L^2} \tag{3.19}$$

这表明，磁场按指数规律衰减，衰减的时间常数（磁场衰减到初值的 1/e 所需要的时间）为

$$T_d = \frac{1}{\gamma} = \frac{L^2}{2\pi\,\eta} = \frac{L^2\sigma\mu}{2\pi} \tag{3.20}$$

在衰减过程中，由于欧姆损耗，磁场能量转变成了焦耳热。一个大小为 10 cm的铜球，磁场衰减时间为 0.2 s。假定地核电导率 $\sigma = 6\times10^5$ S/m，对于空间尺度 L = 1 000 km 的磁场，衰减时间约为 3 000 年。

2. 磁力线“冻结”状态

对于完全导体，$\sigma = \infty, \eta_m = 0$，方程(3.16)右端第二项消失，(3.16)变为

$$\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} \equiv \frac{\mathrm{d}\boldsymbol{B}}{\mathrm{d}t} - (\boldsymbol{v}\cdot\nabla)\boldsymbol{B} = \nabla\times(\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B}) \tag{3.21}$$

根据矢量公式

$$\nabla\times(\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B}) = \boldsymbol{B}\cdot\nabla\boldsymbol{v} - \boldsymbol{v}\cdot\nabla\boldsymbol{B} + \boldsymbol{v}\nabla\cdot\boldsymbol{B} - \boldsymbol{B}\nabla\cdot\boldsymbol{v} \tag{3.22}$$

利用磁场无散条件 $\nabla\cdot\boldsymbol{B} = 0$ 以及缓慢运动、不可压缩流体的速度无散条件 $\nabla\cdot\boldsymbol{v} = 0$，我们可以得到

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{B}}{\mathrm{d}t} - (\boldsymbol{B}\cdot\nabla)\boldsymbol{v} = 0 \tag{3.23}$$

方程左端第一项是磁场的“随流导数”，表示随流体一起运动的观测者所看到的磁场变化率。

现在我们来看看式(3.23)表示的物理过程的特点。假设流体中有一面积元 $\boldsymbol{A}$，穿过该面积元的磁通量及其变化率分别是

$$\begin{cases} \Phi = \boldsymbol{B}\cdot\boldsymbol{A} \\ \dfrac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}t} = \dfrac{\mathrm{d}\boldsymbol{B}}{\mathrm{d}t}\cdot\boldsymbol{A} + \boldsymbol{B}\cdot\dfrac{\mathrm{d}\boldsymbol{A}}{\mathrm{d}t} \end{cases} \tag{3.24}$$

面积元随流体而运动，它的大小和方向的变化与速度有如下关系：

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{A}}{\mathrm{d}t} = -(\nabla\,\boldsymbol{v})\cdot\boldsymbol{A} \tag{3.25}$$

因此

$$\frac{d\Phi}{dt} = \left(\frac{dB}{dt} - \boldsymbol{B} \cdot \nabla \boldsymbol{v}\right) \cdot \boldsymbol{A} = 0 \tag{3.26}$$

这表明，穿过任一随流体运动的面积元的磁通量保持不变，这就是说，磁力线始终随流体一起运动，就像“冻结”在流体介质中一样。由此可以推论，在完全导体中，不会有感应电动势产生。

“冻结磁场”(frozen-in field)概念是理解地核磁流体动力学过程的重要概念，让我们用图 3.3 的示意图来形象地说明“冻结磁场”的基本特征。图 3.3(a)和(b)表示原来位于无磁场空间的完全导体向磁场移来时的情况。因为导体中原来的磁场为零，所以，在运动导体的前缘，磁力线被压缩，从而使磁场增强。根据楞次定律，导体前缘表面将有电流涡旋生成。图 3.3(c)和(d)表示导体中原来有均匀磁场，当下半部导体相对于上半部导体位移时，将带动磁力线一起移动，从而在两半导体之间的边界上形成了一个磁场剪切带。

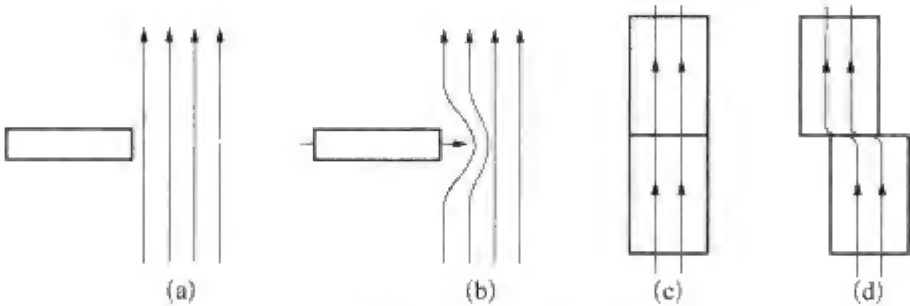


图 3.3 解释冻结磁场的示意图

3. 定常状态

在许多 MHD 问题中，扩散和冻结这两种效应同时存在。当电导率有限的导电流体运动时，磁力线一方面被流体带着运动，同时又在介质中扩散。扩散效应总是使磁场趋于均匀分布，但冻结效应可以使磁场增强，也可以使磁场减弱，取决于速度场的性质。最后，磁场究竟是增强，还是减弱，决定于这两种效应的相对大小和综合结果。

磁场保持不变是一种特殊情况，令方程(3.16)左端磁场的局地变化率为零，即得这种定常状态。此时，磁场对流效应与扩散效应正好相互抵消，这正是一些发电机理论所考虑的问题。

三、地核磁流体问题的简化

上面给出的方程组描述了地核磁流体的力学和电磁学特征，在给定的

边界条件和初始条件下求解上述方程组,即可得到地核内电磁场、速度场、密度场、温度场等的变化。但是只有在一些简化条件下求解方程组才是实际可行的,常用的简化假设有:

(1) 磁流体动力学假设:地球发电机问题中的电磁场是缓变场,所以可以忽略位移电流,即假设

$$\frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t} = 0 \tag{3.27}$$

(2) 布希涅斯克近似(Boussinesq approximation):在发电机理论中,我们处理的大多数情况是缓慢运动的流体,此时,可以认为流体是不可压缩的。但是,浮力可以驱动流体对流,而它要求流体是可压缩的,所以假定,除了热膨胀外,流体是不可压缩的,即

$$\nabla \cdot \boldsymbol{v} = 0 \tag{3.28}$$

此外根据具体问题还要做进一步简化,即使如此,发电机问题的求解也需要大量的数学分析和数值计算。

四、地球发电机理论中的无量纲参数(dimensionless number)

在流体力学和磁流体力学方程中,包含着许多表征介质性质的参数和驱动流体运动的作用力,它们对流体运动状态的影响是不同的。有的力和参数起决定性作用,有的则不太重要;同一参数或力,在不同问题中所起的作用也不相同。为了定性地判断流体运动的基本状态,常常需要比较各种参数和力的相对大小,于是产生了一些无量纲参数。它们能够帮助我们简明地判断,控制过程的主要因素是什么,哪些因素可以忽略不计,以便简化方程。无量纲参数还可以帮助我们判断流体运动的基本形态特点,判断发电机过程是否会发生。

无量纲参数为发电机过程的实验室模拟研究提供了重要的依据。实际的地球发电机是在 10^6 m 量级的空间尺度和千年到百万年量级的时间尺度上发生的物理过程,而实验室中发电机过程的时间尺度和空间尺度至少要小 6 个量级。此外,地核的压力、温度、密度等参数在实验室也不易实现。那么,如何设计实验,才能使其结果与实际过程有相似性和可对比性?比如我们可以问:用 1 m 直径的液态钠球来模拟地核,它应该旋转得多快才类似于地球?回答这一问题的基本依据是控制这些过程的物理方程,而具体指标则是上述无量纲参数。如果两个过程遵循同样的物理方程,那么,尽管

具体参数差别很大，但是，只要它们的无量纲参数一样，则过程的特点和演化就具有相似性和可对比性。许多自然界现象的室内研究都使用着类似的相似原理。

分析纳维-斯托克斯方程（3.1）中各项的相对大小可以引出一系列重要的无量纲参数。为了叙述方便，将方程(3.1)改写成下面的守恒形式：

$$\rho\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{v}}{\mathrm{d}t}+\nabla p+\rho\boldsymbol{\Omega}\times(\boldsymbol{\Omega}\times\boldsymbol{r})+2\rho\boldsymbol{\Omega}\times\boldsymbol{v}-\left[\eta\nabla^2\boldsymbol{v}+\frac{\eta}{3}\nabla(\nabla\cdot\boldsymbol{v})\right]$$
$$+\rho\nabla\psi_g-\sigma\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{B}=0$$

方程包括七项（原来方程的两个粘滞项合并成一项），构成一个力学平衡系统。各项的数量级分别为

第一项（惯性力） $\rho v^2 l^{-1}$
第二项（压力梯度） $p l^{-1}$
第三项（离心力） $\rho\Omega^2 l$
第四项（科里奥利力） $\rho\Omega v$
第五项（粘滞力） $\eta v l^{-2}$
第六项（重力） ρg
第七项（电磁力） $\sigma v B^2$

由此可以得到表 3.2 中的一些无量纲参数，例如：

$$\text{雷诺数 } Re=\frac{\text{第一项惯性力}}{\text{第五项粘滞力}}=\frac{\rho v^2 l^{-1}}{\eta v l^{-2}}=\frac{\rho v l}{\eta}=\frac{vl}{\nu}$$

$$\text{罗斯比数 } Rb=\frac{\text{第一项惯性力}}{\text{第四项科氏力}}=\frac{\rho v^2 l^{-1}}{\rho\Omega v}=\frac{v}{\Omega l}$$

$$\text{艾克曼数 } E=\frac{\text{第五项粘滞力}}{\text{第四项科氏力}}=\frac{\eta v l^{-2}}{\rho\Omega v}=\frac{\nu}{\Omega l^2}$$

$$\text{埃尔萨塞数 } \Lambda_E=\frac{\text{第七项电磁力}}{\text{第四项科氏力}}=\frac{\sigma v B^2}{\rho\Omega v}=\frac{\sigma B^2}{\rho\Omega}$$

这些无量纲数的大小表征各种作用力的相对重要性。

表 3.2 列出地球发电机理论中常用的一些无量纲参数的定义。应该注意的是，无量纲参数是流体系统特性的总体表征，而不是某一点具体状态的描述，所以无量纲参数定义中所涉及的各个物理量不是某一点的具体值，而是整个运动系统的典型值或代表值。

表 3.2 地球发电机理论中常用的一些无量纲数

名 称	定 义	说 明
雷诺数	$Re=\frac{vl}{\nu}$	表征流体惯性力与粘滞力之比。Re 大时，流动为湍流，Re 小时，流动是层流。
瑞利数	$Ra=\frac{g\alpha\beta l^4}{k_T\nu}$	表征流体的稳定性。当流体从底部加热时，如果 Ra 大于某临界值（常为 10^3 量级），则流体变得不稳定而发生对流。α 是体膨胀系数，β 是流体层温度梯度，g 是重力加速度。
罗斯比数	$Rb=\frac{v}{\Omega l}$	表征流体运动的时间与自转周期之比，描述旋转效应的重要性。如果流体元通过一段距离的时间（l/v）小于地核自转周期，则流体感觉不到自转。所以，当 $Rb\gg1$ 时可忽略自转，$Rb\ll1$ 时，自转起着中心作用。
普朗特数	$Pr=\frac{\nu}{k_T}$	表征粘滞响应与热响应之比。Pr 大表示粘滞响应比热响应快。对于给定的物质，Pr 是常数。
艾克曼数	$E=\frac{\nu}{\Omega l^2}$	描述摩擦效应的相对重要性。E 小，则摩擦效应小，固-液边界的艾克曼边界层薄。
派克莱特数	$Pe=PrRe=\frac{vl}{k_T}$	描述对流热输运和传导热输运的相对重要性。当 $Pe\gg1$ 时，对流热输运远比传导热输运重要。
磁雷诺数	$R_m=\frac{vl}{\eta_m}$	描述磁场对流效应和扩散效应的相对重要性。R_m 大则对流效应重要，R_m 小则扩散效应重要。自持发电机的必要条件是 $R_m>1$。
阿尔文数	$A=\frac{v_A}{v}=\frac{B}{v\sqrt{\rho\mu_0}}$	描述磁场对流体流动的影响。$A\ll1$ 时磁场对流动的影响小，反之则影响大，A 很大时湍流被抑制。
磁罗斯比数	$Q=\frac{v_AK}{2\Omega}$	描述旋转对磁流体波的影响。Q 大时旋转效应可以忽略。地核中可能 $Q\ll1$，所以旋转效应很重要。
埃尔萨塞数	$\Lambda_E=\frac{B^2\sigma}{\rho\Omega}$	描述磁力相对于科里奥利力的重要性。
磁普朗特数	$P_m=\frac{\nu}{\eta_m}$	描述流体粘性相对于磁粘滞性的重要性。
罗伯茨数	$R_R=\frac{k_T}{\eta_m}$	描述热扩散相对于磁扩散的重要性。
ω 效应的磁雷诺数	$R_\omega=\frac{vl}{\eta_m}$	描述 ω 效应中磁场对流效应和扩散效应的相对重要性。

续表

名称	定义	说明
α 效应的磁雷诺数	$R_\alpha = \frac{\alpha l}{\eta_m}$	描述 α 效应中磁场对流效应和扩散效应的相对重要性。
发电机数	$D = R_\omega R_\alpha$	与 ω 效应和 α 效应伴随的磁雷诺数的乘积，当 $D > 1$ 时，$\alpha\omega$-发电机过程才能发生。

为了对上述无量纲参数和地核内部的发电机过程有一个粗略的估计，表 3.3 列出地核物理特性和几何特征的典型数值，以及由这些数值得到的无量纲参数。

表 3.3 地球外核重要参数的典型值和无量纲数的估计值

物理量	典型数值	说明
特征长度 l_c	2×10^6 m	大尺度对流
特征磁场 B_c	10^{-3} T	地核极型场
特征密度 ρ_c	10^4 kg/m³	
特征温度 T_c	4×10^3 K	
特征速度 v_c	10^{-2} m/s	地核表面西漂速度 2×10^{-3} m/s
特征粘滞度 ν_c	6×10^{-2} P	水的粘滞度是 1×10^{-2} P
典型电导率 σ_c	6×10^5 S/m	室温下银的电导率为 6.3×10^7 S/m
绝热温度梯度	10^{-3} K/m	
雷诺数 Re	2×10^{10}	湍流状态
磁雷诺数 R_m	2×10^4	磁场磁冻结近似成立
派克莱特数 Pe	3×10^7	对流热传输重要，等温面随流体一起运动
罗斯比数	4×10^{-7}	科氏力远大于惯性力；地球是快速旋转的
泰勒数	10^{30}	科氏力远大于粘滞力，地核可视为无粘性
艾克曼数	10^{-15}	固液交界的艾克曼层很薄
地核发电机功率	2×10^{11} W (0.2 TW)	
瑞利数	6×10^{30}	
磁普朗特数	10^{-6}	
普朗特数	10^{-1}	
埃尔萨塞数	20	

第四节 圆盘发电机

发电机过程是一个把机械能转换为电磁能的过程。要维持发电机过程,必须有三个基本要素:运动、导体和磁场。导体在力的驱动下切割磁力线运动产生感应电动势,如果导体构成闭合回路,则形成电流,如果回路的结构恰好使电流的磁场与外加磁场同向,发电机电流将会补偿外加磁场的衰减或使磁场增强。这就是1919年拉莫尔建议用来解释地磁场起源的圆盘发电机的基本物理思想。

在地球外核中,导电流体的运动形成涡旋状的图案,把流体涡旋粗略地看做旋转圆盘,可以使问题变得非常简单而直观,有助于说明和理解地核发电机过程。所以圆盘发电机模型可以看成是描述地核发电机过程的原理模型。

一、单圆盘发电机

简单圆盘发电机模型如图3.4(a)所示,它由绕导电转轴旋转的导电圆盘与连接圆盘边缘和转轴的导电线圈组成。假设有一个外加的初始轴向磁场,那么,圆盘在力矩作用下旋转时,盘心与盘边之间将产生感应电动势,并在线圈内驱动一个电流,该电流产生的磁场与转轴同向,当感应电流的磁场等于产生该电流的磁场时,这个系统就是一个自激单极发电机。圆盘发电机的几何特性虽与地核内部真实的几何结构大不相同,但是,由此可以清楚地看出解决地核发电机问题的途径。

假设线圈的缠绕方式使垂直于圆盘的磁场是均匀磁场,圆盘以匀角速度 ω 旋转,则从转轴($r=0$)到盘边($r=a$)的电动势为

$$\epsilon = \int_0^a \boldsymbol{E}\cdot \mathrm{d}\boldsymbol{r} = \int_0^a \boldsymbol{u}\times \boldsymbol{B}\cdot \mathrm{d}\boldsymbol{r} = \int_0^a B\omega r\,\mathrm{d}r = \frac{1}{2}B\omega a^2 \qquad (3.29)$$

设线圈的电阻为 R,自感为 L($L = \dot{\Phi}/\dot{I}$),则线圈内电流满足如下方程

$$\frac{1}{2}B\omega a^2 = IR + L\dot{I} \qquad (3.30)$$

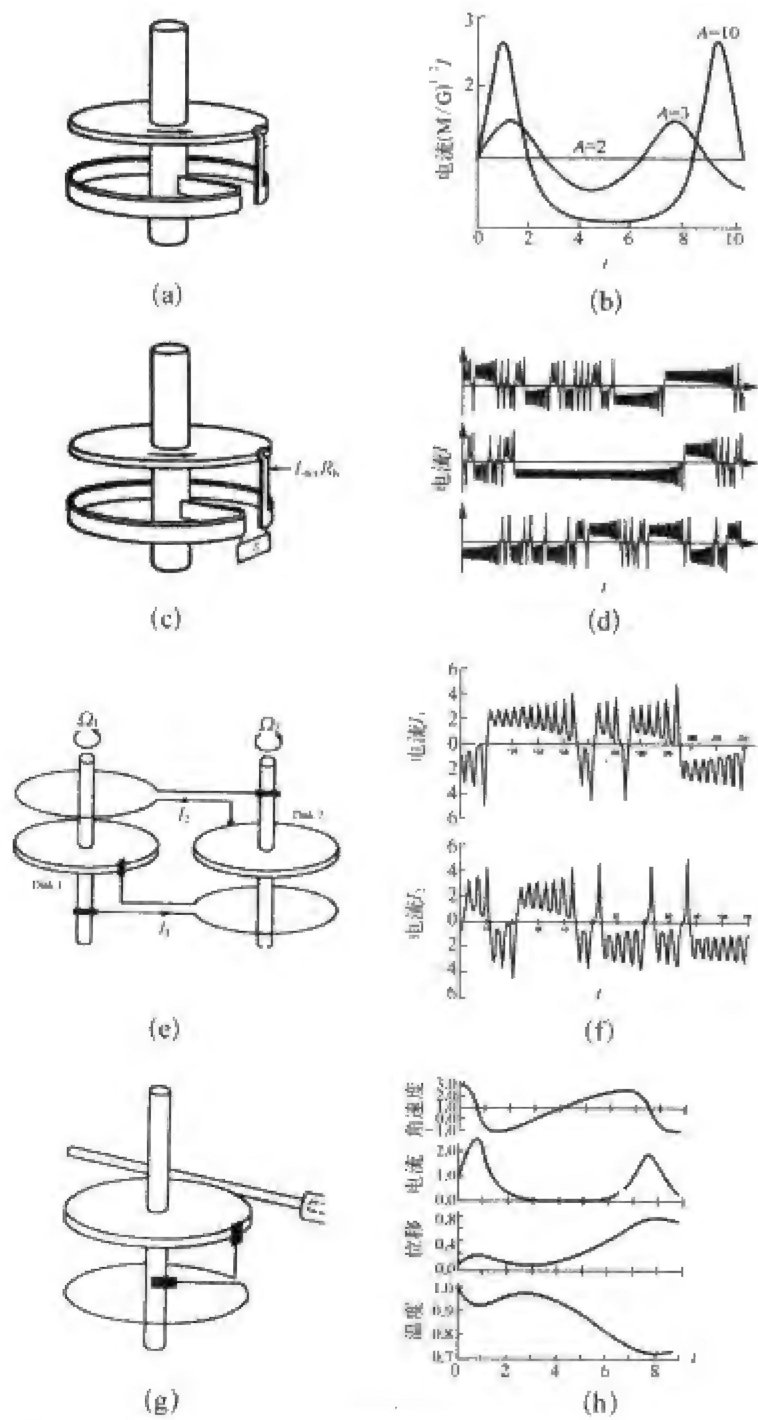


图 3.4 圆盘发电机模型

单圆盘发电机(a)及其电流(b)；有分路的单圆盘发电机(c)及其电流(d)；耦合双圆盘发电机(e)及其电流(f)；带热机的单圆盘发电机(g)及其参数变化(h)。

如果线圈与圆盘的互感是 $2\pi M$，则 $2\pi M\dot{I} = \pi a^2 \dot{B}$，于是磁场与电流有如下关系

$$MI = \frac{a^2 B}{2} \tag{3.31}$$

代入式(3.30)得

$$L\dot{I} + RI = M\omega I \tag{3.32}$$

这是控制圆盘和线圈电流的方程。由于 $I \propto B$，所以有

$$L\dot{B} = (M\omega - R)B \tag{3.33}$$

这个方程的解是

$$B = B_0 \exp\left[\frac{M}{L}(\omega - \omega_c)t\right] \tag{3.34}$$

式中，B_0 是 $t = 0$ 时垂直于圆盘的均匀磁场，由电阻和互感确定的临界转速 ω_c 定义如下：

$$\omega_c = \frac{R}{M} \tag{3.35}$$

由式(3.34)可以看出，当 $\omega > \omega_c$ 时，磁场将以指数形式增长，表明发电机过程使原来磁场加强；而当 $\omega < \omega_c$ 时，磁场将以指数形式衰减，发电机过程最后将停止；而当 $\omega = \omega_c$ 时，磁场保持不变。

到此为止，我们只考虑了电磁过程，而未涉及力学过程。在这里，我们假定角速度是主动因素，磁场变化是结果，磁场大小不影响角速度。实际上，随着磁场增大，反抗旋转的电磁力也将增大，要想保持角速度不变，驱动力矩必须不断增大。然而，实际上的驱动力不能无限制地增大，所以一种更合理的思路是，假定驱动力矩等于常数，当角速度增大而磁场增强时，反抗旋转的电磁力矩也将增大，它抑制着角速度的增大，直到系统最后达到以 ω_c 旋转的平衡态。因此，磁场的大小并不取决于转速，而是取决于驱动力矩。换句话说，当我们考察圆盘发电机效应时，除了要注意电磁作用外，还必须考虑机械力的作用。

如果圆盘的惯性矩为 C，圆盘在一个不变力矩 G 的驱动下以角速度 ω 旋转，则控制圆盘转动的力学方程可以写成

$$C\dot{\omega} = G - MI^2 \tag{3.36}$$

控制圆盘电流的方程仍然是式(3.32)。电流 I 和转速 ω 是两个待求量。这两个方程各包含一个非线性项 MI^2 和 $M\omega I$，这预示着电流和转速的变化将经历复杂的过程。从式(3.32)和式(3.36)消去 ω，得到电流方程

$$\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}\,t^2}\lg I = \frac{GM}{CL}\left(1 - \frac{M}{G}I^2\right)$$

由这个方程可以得到发电机电流的变化过程，如图 3.4(b)所示。

在图 3.4(b)中我们注意到，电流总是正值。实际上，从方程(3.32)可以看出，当 $I = 0$ 时，有 $\dot{I} = 0$。我们知道，当电流反向时必经电流零值点，即必有 $I = 0$，然而，此时电流的变化率也为零，即 $\dot{I} = 0$。这意味着，在单盘发电机中，电流方向不变，从而磁场方向也不变，因此，不能解释地磁场极性倒转现象。

初看起来，自激发电机似乎与楞次定律相矛盾，违反楞次定律的静态装置会导致不稳定情况，并违反能量守恒原则。但是，楞次定律只适用于各部分无相对运动的物体。自激发电机涉及相对运动，通过相对运动，把能量提供给系统，补偿焦耳加热引起的能量损耗。系统的每个部分通过自感遵守楞次定律，但是，发电机是如此设计的，使不同部分的互感大于补偿各部分的自感。

二、有分路的单圆盘发电机

如上所述，为了解释地磁场倒转，要求发电机电流方向可以改变，这只需在式(3.32)中增加一个不与 I 或 $\dot{I}$ 成正比的附加项即可。实现这种附加项的途径很多，其中一个简单的方法是在单盘发电机的电刷和线圈之间加一阻抗 b 和一个跨接线圈的分路 s，如图 3.4(c)所示。令 R_s 和 L_s 是这个分路的电阻和电感，R_b 和 L_b 是串联阻抗的电阻与电感，I_s 为流过分路的电流，则系统的方程变成

$$\begin{cases} C\dot{\omega} = G - MI(I + I_s) \\ L_s\dot{I}_s + R_sI_s = M\omega I \\ (L + L_b)\dot{I} + (R + R_b)I + L_b\dot{I}_s + R_bI_s = M\omega I \end{cases} \tag{3.37}$$

对于不同的参数，方程组有四种可能的解。如果

$$\begin{cases} \dfrac{L}{R} > \dfrac{L_s}{R_s} \\ \dfrac{L_b}{R_b} > \dfrac{L_s}{R_s} \end{cases} \tag{3.38}$$

方程有不规则的倒转解。对于 $L_s = 0$ 的情况，解在相空间中的路径在一个稳定点附近，然后，转到另一稳定点附近，但不被稳定点捕获。线圈和分路

中的电流在平衡状态附近做增长振荡，最后电流倒转，并在另一个平衡状态附近振荡，如图 3.4(d)所示。

三、耦合双圆盘发电机

实现电流倒转的另一条途径是多圆盘互相耦合。设想地核流体运动是由许多涡旋组成的，每个涡旋可以用一个圆盘来模拟，涡旋之间的耦合可以用圆盘相互耦合来描述。图 3.4(e)是力武常次提出的两个圆盘耦合的情况。如果两个圆盘的结构和参数一样，作用在圆盘上的力矩也相等，则

$$\begin{cases} C\dot{\omega}_1 = G - MI_1I_2 \\ C\dot{\omega}_2 = G - MI_1I_2 \\ L\dot{I}_1 + RI_1 = M\omega_1 I_2 \\ L\dot{I}_2 + RI_2 = M\omega_2 I_1 \end{cases} \tag{3.39}$$

为了更一般起见，我们可以将这个方程组无量纲化，我们用无量纲电流 X_i 代替电流 I_i，用无量纲角速度 Y_i 代替角速度 ω_i，用无量纲时间 T 代替时间 t，即令

$$\begin{cases} I_i = \sqrt{\dfrac{G}{M}}X_i \\ \omega_i = \sqrt{\dfrac{GL}{CM}}Y_i \quad i = 1,2 \\ t = \sqrt{\dfrac{CL}{GM}}T \end{cases} \tag{3.40}$$

于是方程组(3.39)变成

$$\begin{cases} \dot{X}_1 + \mu X_1 = Y_1X_2 \\ \dot{X}_2 + \mu X_2 = Y_2X_1 \\ \dot{Y}_1 = \dot{Y}_2 = 1 - X_1X_2 \end{cases} \tag{3.41}$$

式中，参数 μ 表示无磁场时机械加速时间与无运动时电磁衰减时间之比

$$\mu = \sqrt{\frac{CR^2}{GLM}} \tag{3.42}$$

由式(3.41)还可以看出，$Y_1 - Y_2 = A$（常数），即在整个过程中，两圆盘角

速度差等于常数。图 3.4(f)是对 $\mu = 1$ 和 $A = 3.75$ 计算的结果,磁场倒转发生在 $T = 11,21,44,51,53,71,85$ 等时刻。

虽然这样的双盘发电机是不稳定的、振荡的、可倒转的,但是,能否得到适用于地球的定量结果还是很值得怀疑的。此模型的行为很大程度上取决于 μ 值。据估计地核的 μ 值在 $10^{-2} \sim 10^{-3}$之间,即磁场自由衰减的时间常数比圆盘机械加速的时间常数大得多,然而,所有早期发表的结果都是对 $\mu = 1$ 的情况得到的。由于计算的困难,小于 0.01 的结果还未得到。

对力武常次的模型的推广研究表明,上述非线性动力学方程涉及两个非常不同的时间尺度,一个是快的磁流体动力学尺度,一个是慢的感应尺度。对于一定范围内的磁场倒转参数,两次倒转之间的间隔是慢时间尺度,而倒转过程本身是快时间尺度。这样就可以定性地解释地磁场极性倒转的基本特征:两次倒转相隔很长,但倒转过程却很短。

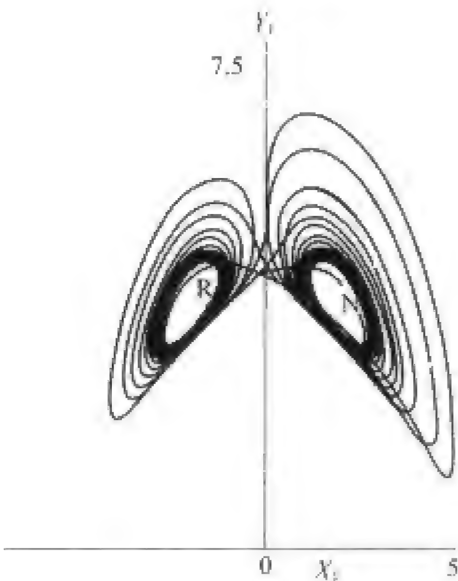


图 3.5 力武常次双圆盘发电机模型在相空间中的表现

两个稳定"不动点"表征正向和反向两种地磁极性,双圆盘发电机的电流和转速将围绕这两种状态而变化。

如果做一个简单的代换:$x = X_1$,$y = X_2$,$z = Y_1$,方程组(3.41)很容易化作标准的混沌方程组

$$\begin{cases} \dfrac{dx}{dt} = -\mu x + yz \\ \dfrac{dy}{dt} = -\mu y + (z - A)x \\ \dfrac{dz}{dt} = 1 - xy \end{cases} \tag{3.43}$$

令式(3.43)左端为零,可得相空间中两个"不动点",它们表征正向和反向两种地磁极性,发电机两个盘的转速(z 和 $z - A$)和两个线圈的电流(x 和 y)将围绕这两种状态而变化(图 3.5),表现出虽无固定周期,但正向和反向极性交替循环出现的地磁场变化特征。

四、带热机的圆盘发电机

在上面的讨论中,我们假定驱动发电机的外力矩不变。考虑到地核中驱

动发电机过程的外力矩可能是由热能所提供的，力武常次设计了一个带热机的圆盘发电机模型，如图3.4(g)所示。提供力矩的热机由汽缸、活塞、活塞杆组成，活塞杆的运动通过与圆盘边缘的摩擦向发电机提供力矩。在一些简化假设下，得到角速度、电流、活塞杆位移和汽缸温度的变化，如图3.4(h)所示。

圆盘发电机从原理上阐明了地磁场起源的物理机制，而反发电机定理告诉我们，并不是任何流动都可以产生和维持磁场。接下来的问题是：怎样的流体运动能维持稳定发电机过程？寻找合适的流动图案是"运动学发电机"要解决的问题。一旦找到了这样的流动图案，则需进一步检验和证明，地核中是否真的存在这样的流动，这就是"磁流体发电机"的课题。为此，需要研究地核内的流体力学过程和能源，在合适的边界条件和初始条件下求解磁流体方程组。

第五节　运动学发电机

如上所述，在发电机问题的研究中，需要对一般情况和基本方程作必要的简化，其中一类重要的简化处理形成了运动学发电机理论。

20世纪50年代到60年代，人们对运动学发电机理论进行了深入的研究，其目的在于寻找可以产生稳定磁场或增长磁场的速度场。之所以叫"运动学发电机"，是因为流体速度场是事先给定的，然后要问：在这样的流场中，一个初始磁场是随时间减小到零，还是增长到无穷大，抑或保持不变？它不要求速度场满足流体动力学方程，因而不考虑磁场对速度场的反馈作用。这意味着，一个随时间增大到无穷的磁场解，对于运动学发电机来说，也是一个合理的解。运动学发电机的另一类问题与所谓的"快发电机"有关，即忽略磁场扩散效应，以便确定通过发电机过程使磁场建立的最快速率。

一、运动学发电机理论的基本方程

运动学发电机问题的基础物理方程是磁感应方程和不可压缩假设

$$\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} = \nabla \times (\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}) + \eta_m \nabla^2 \boldsymbol{B} \tag{3.44}$$

$$\nabla \cdot \boldsymbol{v} = 0 \tag{3.45}$$

如果流体没有运动,则磁场将按照式(3.44)的第二项自由衰减。因此,要得到稳定磁场或增长磁场,需要寻找合适的流场,使方程(3.44)左端为零或者平行于 $\boldsymbol{B}$,这就是运动学发电机理论的任务。

二、运动学发电机理论中的流场和磁场

当人们探索地核中什么样的流场可以维持磁场的时候,首先是从几种简单的流动图案开始的。但是,柯林从理论上证明,轴对称磁场不可能由轴对称运动所维持。这个"反发电机定理"告诉人们,并不是任何运动都可以维持永久磁场,能够维持或增强磁场的流动必须具有充分的不对称性和足够复杂的流动图案,从而有利于自激发。运动学发电机理论的研究证明,确实存在着可以产生稳定磁场的流动图案。

1. 环型场和极型场

磁场和流场都是矢量场,任何无散的矢量场都可以分解成为环型场(toroidal field)和极型场(poloidal field,或螺型场 solenoidal field)两部分。在发电机理论中,常常把磁场和流场做这种分解,这不仅仅是数学形式上的一种有用分解,而且具有明确的物理意义。

考虑一个被绝缘体包围的导体球,我们可以把磁场的矢量位 $\boldsymbol{A}$ 分成平行于半径和垂直于半径的两部分

$$\boldsymbol{A} = T\boldsymbol{r} + \nabla P \times \boldsymbol{r} = T\boldsymbol{r} + \nabla \times (P\boldsymbol{r}) \tag{3.46}$$

T 和 P 分别表示环型场和极型场。于是,磁场可以写成

$$\boldsymbol{B} = \boldsymbol{B}_T + \boldsymbol{B}_P = \nabla \times (T\boldsymbol{r}) + \nabla \times \nabla \times (P\boldsymbol{r}) \tag{3.47}$$

根据球坐标系中矢量分析公式

$$\nabla \times \boldsymbol{B} = \frac{1}{r^2 \sin\theta} \begin{vmatrix} \hat{\boldsymbol{r}} & r\hat{\boldsymbol{\theta}} & r\sin\theta\hat{\boldsymbol{\lambda}} \\ \dfrac{\partial}{\partial r} & \dfrac{\partial}{\partial \theta} & \dfrac{\partial}{\partial \lambda} \\ B_r & rB_\theta & r\sin\theta B_\lambda \end{vmatrix} \tag{3.48}$$

环型场可写成

$$\boldsymbol{B}_T = \nabla \times (T\boldsymbol{r}) = \hat{\boldsymbol{\theta}} \frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial T}{\partial \lambda} - \hat{\boldsymbol{\lambda}} \frac{\partial T}{\partial \theta} \tag{3.49}$$

环型磁场没有径向分量,一条磁力线必须分布在同一球面上,导体球之外不

可能有磁力线。因此，环型磁场只能局限在导体球之内，不能被导体球外的观测者看到。

极型场则有不同的空间分布特点，由式(3.47)和式(3.48)可以写出极型场的分量表达式

$$\boldsymbol{B}_P=-\frac{\hat{\boldsymbol{r}}}{r\sin\theta}\left[\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\sin\theta\frac{\partial P}{\partial\theta}\right)+\frac{1}{\sin\theta}\frac{\partial^2 P}{\partial\lambda^2}\right]+\frac{\hat{\boldsymbol{\theta}}}{r}\left(\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\frac{\partial(rP)}{\partial r}\right)\right)+\frac{\hat{\boldsymbol{\lambda}}}{r\sin\theta}\left[\frac{\partial}{\partial\lambda}\left(\frac{\partial(rP)}{\partial r}\right)\right] \tag{3.50}$$

可见，极型场具有径向分量，磁力线可以从导体球延伸到球外空间。

如果已知磁场，我们可以求得该磁场的环型场和极型场成分。为此，引入记号

$$\begin{cases} D^2=\dfrac{1}{\sin\theta}\dfrac{\partial}{\partial\theta}\left(\sin\theta\dfrac{\partial}{\partial\theta}\right)+\dfrac{1}{\sin^2\theta}\dfrac{\partial^2}{\partial\lambda^2} \\ V=\dfrac{\partial(rP)}{\partial r} \end{cases} \tag{3.51}$$

则式(3.50)可改写成下面的形式

$$\boldsymbol{B}_P=\frac{1}{r}\left[-\hat{\boldsymbol{r}}D^2P+\hat{\boldsymbol{\theta}}\frac{\partial V}{\partial\theta}+\hat{\boldsymbol{\lambda}}\frac{1}{\sin\theta}\frac{\partial V}{\partial\lambda}\right] \tag{3.52}$$

由此可得

$$\begin{cases} \boldsymbol{r}\cdot\boldsymbol{B}=\boldsymbol{r}\cdot(\boldsymbol{B}_T+\boldsymbol{B}_P)=-D^2P \\ \boldsymbol{r}\cdot\nabla\times\boldsymbol{B}=-D^2T \end{cases} \tag{3.53}$$

这样，P 和 T 可以由磁场 B 和逆算子 D^{-2} 表示

$$\begin{cases} P=-D^{-2}(\boldsymbol{r}\cdot\boldsymbol{B}) \\ T=-D^{-2}(\boldsymbol{r}\cdot\nabla\times\boldsymbol{B}) \end{cases} \tag{3.54}$$

图 3.6 和图 3.7 分别给出这两类场的低阶图案。

2. 流场产生磁场的过程

布拉德检验了地核流体运动的各种形式，认为地核中可能存在两种运动，一种是带状流动，另一种是对流运动。当对流发生时，由于角动量守恒，深部旋转比上部快，这种差动旋转会导致带状流动。图 3.8 是布拉德提出的一个均匀发电机模型，从偶极磁场 S_1 和环型流场 T_1 出发，借助于极型流场 S_2^{2c}，最后得到放大的偶极磁场 S_1。它形象地描述了流场产生电流和磁场的过程。

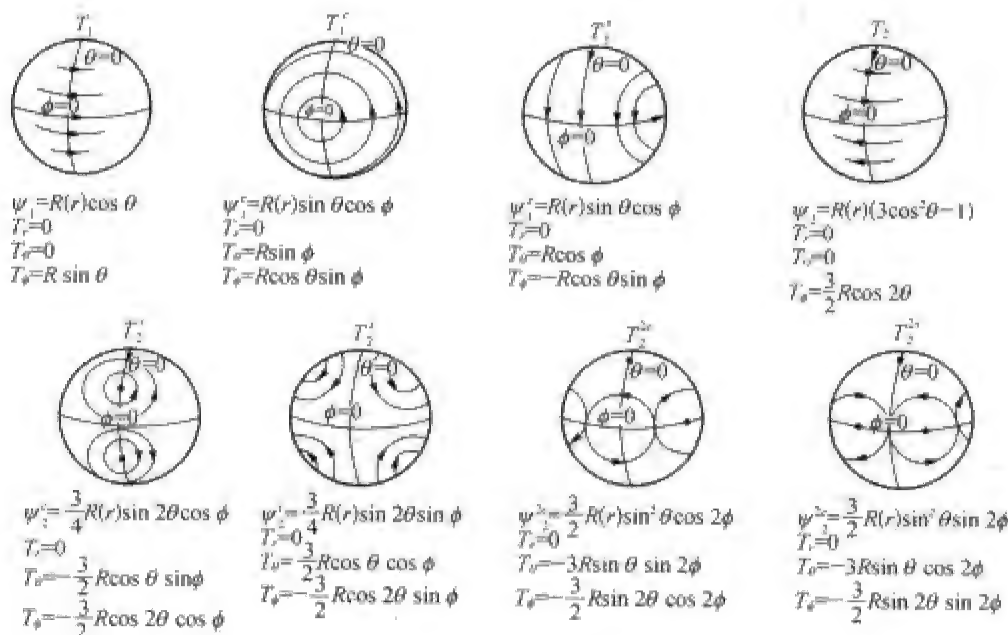


图 3.6 环型场

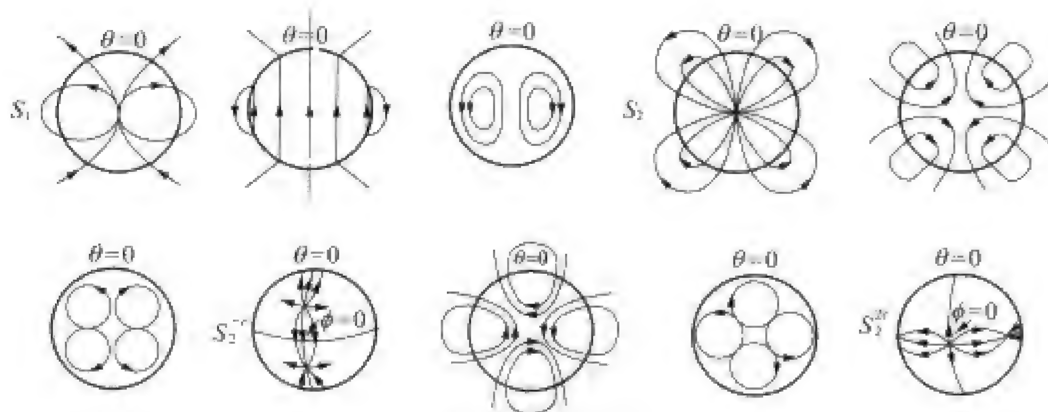


图 3.7 极型场

在图 3.8 的发电机过程中，涉及两种流场模 T_1、S_2^{2c}，四种磁场模 S_1、T_2、T_2^{2c}、T_2^{2s}，四种电流模 S_2、S_2^{2c}、S_2^{2s}、T_1。这里，T_n^{mc}、T_n^{ms} 和 S_n^{mc}、S_n^{ms} 分别表示与球面谐和函数 $P_n^m(\cos\theta)\cos m\lambda$ 和 $P_n^m(\cos\theta)\sin m\lambda$ 对应的环型场和极型场。发电机过程从偶极子场 S_1 出发，最后又回到偶极子场 S_1，经历以下几个步骤：

(1) 磁场 $S_1 \Rightarrow$ 磁场 T_2　图 3.8(a)所示的带状流动 T_1 与偶极子磁场 S_1 作用，感应出电流 S_2(图 3.8(b))，电流 S_2 产生磁场 T_2(图 3.8(c))；

(2) 磁场 $T_2 \Rightarrow$ 磁场 T_2^{2c}　磁场 T_2 与流场 S_2^{2c}(图 3.8(d))作用感应出电流 S_2^{2c}(图 3.8(e))，电流 S_2^{2c} 产生磁场 T_2^{2c}(图 3.8(f))；

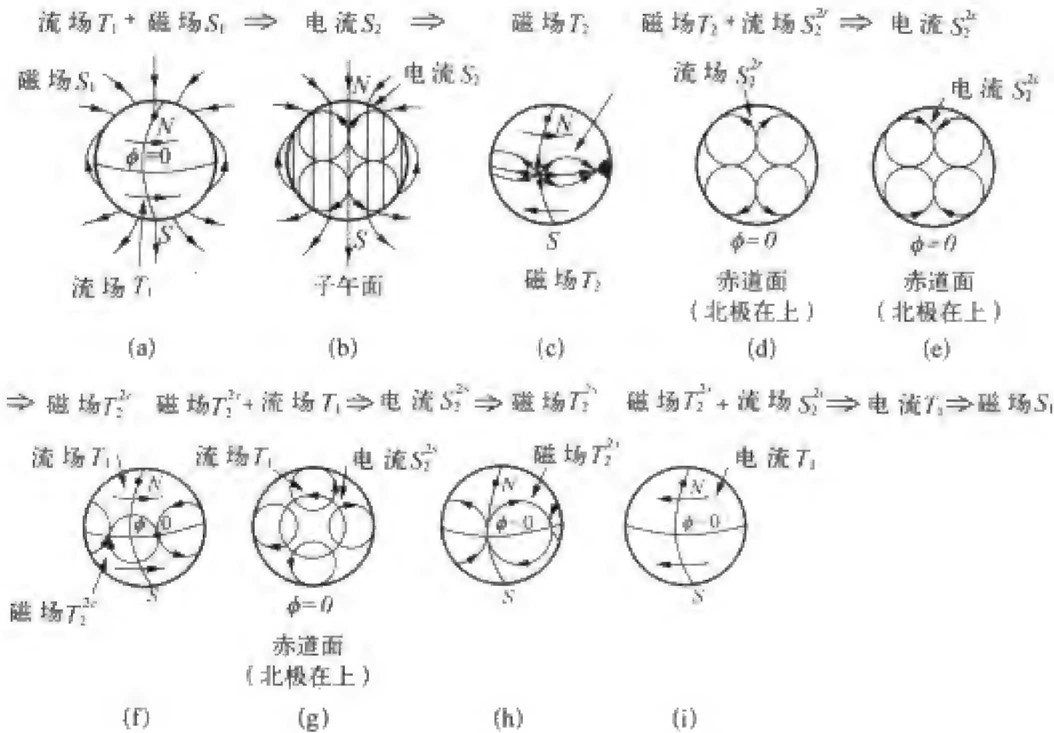


图 3.8 布拉德均匀发电机模型

描述了流场与磁场作用产生电流和加强磁场的过程。

(3) 磁场 T_2^{2c} ⇒磁场 T_2^{2s} 磁场 T_2^{2c} 与流场 T_1 作用感应出电流 S_2^{2s}（图 3.8(g)），电流 S_2^{2s} 产生磁场 T_2^{2s}（图 3.8(h)）；

(4) 磁场 T_2^{2s} ⇒磁场 S_1 磁场 T_2^{2s} 与流场 S_2^{2c} 作用，感应出电流 T_1（图 3.8(i)），而电流 T_1 产生的磁场正好加强初始磁场 S_1。

由此可以看出，在这一过程中，磁场 T_2 的能量转换成磁场 S_1 的能量。

三、运动学发电机中磁场增强的机制——ω 效应和 α 效应

一些基本的科学概念往往是借助于简单而本质性的物理图像，通过合理的逻辑推理而得到的。在真正动手求解复杂的方程组之前，构想这样的概念是非常重要而有用的，它可以使人们事先对结果有一个大致的估计。

在运动学发电机理论中，"ω 效应"和"α 效应"就是借助"冻结磁力线"这一直观的物理图像所得到的重要概念。前者给出极型磁场通过流体的差动旋转而产生环型磁场的机制，后者给出环型磁场（或极型磁场）通过流体的对流和地转作用产生极型磁场（或环型磁场）的机制。以这两种过程为基础，构成了"$\alpha\omega$ 发电机"、"α^2 发电机"、"$\alpha^2\omega$ 发电机"等重要的运动学发电

机类型。

1. ω 效应

假设地核中有一个极型磁场,如果地核流体的运动不是简单的刚体旋转,而是具有随半径变化的角速度(例如,可以假定内部转动比外部快),则极型磁场的磁力线将被差动旋转的运动流体拖动而偏离子午面,在极型场之外又产生了一个环型场。这就是"ω 效应"。图 3.9(a)、(b)、(c)给出这一过程的示意图。

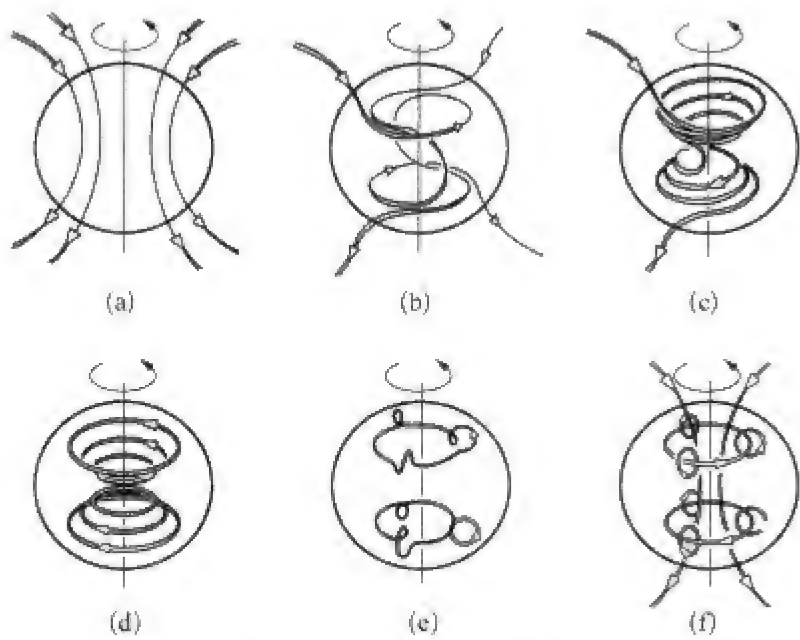


图 3.9 ω 效应与 α 效应

(a)、(b)、(c)三图说明差动旋转的导电流体球由极型磁场生成环型磁场的 ω 效应;(d)、(e)、(f)三图说明由环型磁场生成极型磁场的 α 效应。

2. α 效应

与 ω 效应相对的另一种效应,叫做"α 效应",通过这种效应,既可由环型场产生极型场,也可由极型场产生环型场。

图 3.9(d)、(e)、(f)是说明 α 效应的简单示意图。图 3.10 更详细地描述了这一过程。图 3.10(a)是北半球的一个上升对流元,在其底部附近的水平面内有汇聚流动,由于科里奥利力的作用,这个汇聚流动将发生反时针旋转,如上图所示(从上向下看;如果在南半球,则为顺时针旋转),底部的这种旋转引起上升涡发生同方向旋转(下图)。图3.10(b)上图是一条东西向的环型场磁力线,上升的流体运动使其抬升,形成一个位于东西竖直面内的磁力线环(中图);与此同时,流体的旋转运动使磁力线绕反时针旋转(从上向

下看)到南北竖直面内(下图)。图 3.10(c)上中下三图描绘了许多这样的磁力线小环互相结合,最后形成极型场的过程。这种效应叫做“α 效应”。

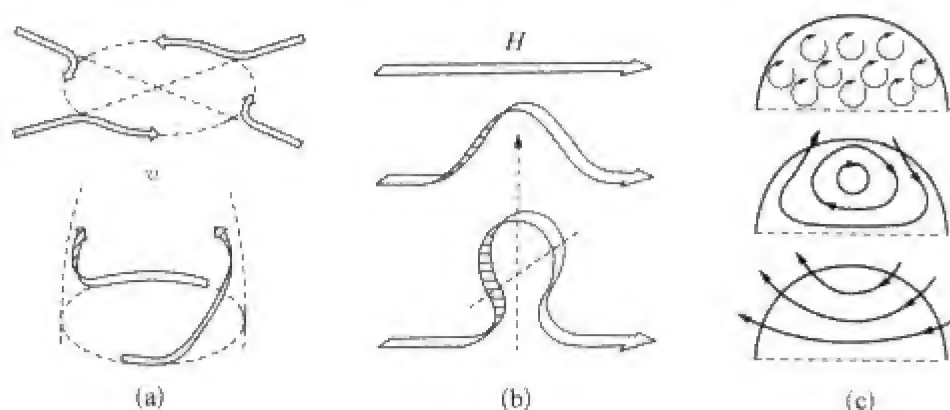


图 3.10　在上升流和科里奥利力的共同作用下由环型磁场生成极型磁场的 α 效应

(a) 北半球的一个上升对流元及其底部的水平汇聚流动形成的反时针流动(从上向下看);(b) 一条东西向磁力线(上),在垂直上升流带动下,形成一个位于东西竖直面内的磁力线环(中),然后,旋转流体运动使磁力线环反时针旋转到南北子午面内(下);(c) 子午面内许多磁力线小环(上)互相结合、最后形成极型场(中、下)。

当磁力线环形成时,由式(1.19)的第四式可知必有一个穿过磁力线环的电流,此电流反平行于原来的东西向环型场

$$\boldsymbol{J}_\alpha = \sigma\alpha\boldsymbol{B} \tag{3.55}$$

在上述例子中,系数 $\alpha < 0$。显然,对于一定的磁场 $\boldsymbol{B}$,α 绝对值的大小表示生成新磁场的有效性,α 绝对值越大,电流 $\boldsymbol{J}_\alpha$ 和生成的极型磁场越强。从图 3.10 可以看出,生成极型磁场的有效性决定于流体上升速度的大小以及在此上升方向上旋转的强弱。用来描述流体运动这一特性的是“螺度”,定义如下

$$h = \boldsymbol{v} \cdot \nabla \times \boldsymbol{v} \tag{3.56}$$

在北半球,$\nabla \times \boldsymbol{v}$ 方向向上所以上升流动的螺度为正,下降流动的螺度为负,在南半球,情况正好相反。α 取决于螺度的空间平均值,但符号相反。

3. $\alpha\omega$-发电机

既然 α 效应可以从环型场产生出极型场,ω 效应可以从极型场产生出环型场,那么,把这两种效应结合起来,则不管初始磁场是环型的,还是极型的,只要这两种效应足够强,磁场就可以维持或增强。这种发电机叫做“$\alpha\omega$-发电机”。

ω 效应和 α 效应所涉及的空间特征尺度是不同的。ω 效应所涉及的运动是地核的差动旋转，α 效应所涉及的运动是上升和下降对流，前者的空间尺度通常比后者大。此外，旋转和升降速度也不相同。为此，有必要分别定义它们的磁雷诺数

$$R_\omega = \frac{vl}{\eta_m} \tag{3.57}$$

$$R_\alpha = \frac{\alpha l}{\eta_m} \tag{3.58}$$

式(3.57)中的 l 通常大于式(3.58)的 l，但是二者都不能精确地知道，因此，在实际计算时不加区分，而是定义一个新的无量纲数——“发电机数”：

$$D = R_\omega R_\alpha \tag{3.59}$$

D 必须大于 1，$\alpha\omega$-发电机才能运行。

4. α^2-发电机

α 效应也可以作用于极型磁场，通过小尺度对流产生环型磁场，而不一定依赖于大尺度速度剪切的 ω 效应，这种发电机叫做“α^2 发电机”，控制这一发电机过程的是 R_α^2。

5. $\alpha^2\omega$-发电机

在某些发电机模型中，ω 效应和 α 效应对环型磁场的产生均有贡献，这样的发电机叫做 $\alpha^2\omega$-发电机，控制这一发电机过程的是 $R_\alpha^2 R_\omega$。

四、不能维持发电机过程的流动——反发电机定理

如上所述，只有当流动和磁场足够不对称，速度和速度的旋度足够大，自激发电机才可能存在。这意味着，并不是所有的流动形式都能够维持发电机过程。所以，在发电机理论研究中，除了寻找发电机可能存在的条件外，也十分注意相反的问题，即发电机不可能存在的条件，这就是“反发电机定理”。

作为反发电机定理的一个典型例子，我们来说明，一个纯环型速度场不能产生极型磁场。

以矢径 $\boldsymbol{r}$ 点乘磁感应方程(3.16)

$$\frac{\partial(\boldsymbol{r}\cdot\boldsymbol{B})}{\partial t} = \boldsymbol{r}\cdot\nabla\times(\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B}) + \eta_m \boldsymbol{r}\cdot\nabla^2\boldsymbol{B} \tag{3.60}$$

利用向量公式，我们可以得到

$$\begin{cases} \boldsymbol{r} \cdot \nabla^2 \boldsymbol{B} = \nabla^2 (\boldsymbol{r} \cdot \boldsymbol{B}) \\ \nabla \times (\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}) = -\boldsymbol{v} \cdot \nabla \boldsymbol{B} + \boldsymbol{B} \cdot \nabla \boldsymbol{v} \end{cases} \tag{3.61}$$

带入式(3.60)得

$$\frac{\partial (\boldsymbol{B} \cdot \boldsymbol{r})}{\partial t} + \boldsymbol{v} \cdot (\nabla \boldsymbol{B}) \cdot \boldsymbol{r} = \boldsymbol{B} \cdot (\nabla \boldsymbol{v}) \cdot \boldsymbol{r} + \eta_m \nabla^2 (\boldsymbol{r} \cdot \boldsymbol{B}) \tag{3.62}$$

利用矢量公式，上式可改写成

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\boldsymbol{B} \cdot \boldsymbol{r})}{\partial t} + \boldsymbol{v} \cdot \nabla (\boldsymbol{B} \cdot \boldsymbol{r}) &= \frac{\mathrm{d}(\boldsymbol{B} \cdot \boldsymbol{r})}{\mathrm{d} t} \\ &= \boldsymbol{B} \cdot \nabla (\boldsymbol{v} \cdot \boldsymbol{r}) + \eta_m \nabla^2 (\boldsymbol{B} \cdot \boldsymbol{r}) \end{aligned} \tag{3.63}$$

如果速度场是环型场，则 $\boldsymbol{v} \cdot \boldsymbol{r} = 0$，式(3.63)变成扩散方程，磁场径向分量 $\boldsymbol{B} \cdot \boldsymbol{r}$将按指数规律衰减，而极型磁场必须有径向分量，这就是说，极型磁场不能由环型流场维持下去。

第六节 湍流发电机

如上所述，大尺度的地核流体运动可能维持发电机过程。但是，地核流体究竟是大尺度的运动，还是小尺度的湍流，目前尚无定论。观测和理论研究表明，地核流体运动和磁场结构可能是很复杂的。如果流场的相关长度很小，则称之为湍流。一个有意义的事实是小波长的周期性流动图案可以产生大尺度磁场。这意味着，大尺度地核运动也许并不必要，全球磁场可以由核内小尺度湍流运动所产生。因此，出现了另一类运动学发电机模型——湍流发电机。

假定地核中流体的典型速度为 10^{-2} m/s 的量级，则雷诺数 $Re \approx 0.2L$。对于 $L = 100$ km 的特征长度，应有 $Re \approx 2 \times 10^4$，这表明地核可能处于湍流状态。

湍流特性必须用统计方法来研究。湍流介质的一般处理方法是将物理量分为平均值(用下标“0”表示)和涨落值(用上标“′”表示)

$$\begin{cases} \boldsymbol{B} = \boldsymbol{B}_0 + \boldsymbol{B}' \\ \boldsymbol{v} = \boldsymbol{v}_0 + \boldsymbol{v}' \end{cases} \tag{3.64}$$

显然，磁场和流场涨落的平均值均为零，即 $\overline{\boldsymbol{v}'} = 0, \overline{\boldsymbol{B}'} = 0$。在这里，取平均可以对空间进行，也可以对时间进行，这取决于湍流的类型。一般情况下，既对空间平均，也同时对时间平均。所以，湍流的磁流体力学理论又叫“平均场电动力学”。磁场和流场特性与时间无关的湍流称作定常湍流；与空间无关的湍流称作均匀湍流；与坐标系方向无关的湍流称作各向同性湍流，否则称作各向异性湍流。从理论观点来看，湍流发电机的优点是，平均场部分可以是轴对称的，而不受反发电机定理的限制。

湍流导电流体中的感应电场可以表达为

$$\boldsymbol{E}_i = \boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B} = \boldsymbol{v}_0 \times \boldsymbol{B}_0 + \boldsymbol{v}_0 \times \boldsymbol{B}' + \boldsymbol{v}' \times \boldsymbol{B}_0 + \boldsymbol{v}' \times \boldsymbol{B}' \tag{3.65}$$

对上式取平均得

$$\overline{\boldsymbol{E}}_i = \overline{\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}} = \boldsymbol{v}_0 \times \boldsymbol{B}_0 + \overline{\boldsymbol{v}' \times \boldsymbol{B}'} \tag{3.66}$$

我们看到，除了通常的感应电场（右端第一项）外，多出了右端第二项，这一项叫“湍流电场”$\boldsymbol{E}_T$，如果 $\boldsymbol{v}'$和 $\boldsymbol{B}'$有某种相关性，则 $\boldsymbol{E}_T$ 不等于零。对于各向同性湍流，$\boldsymbol{E}_T$ 可表示成以下形式

$$\boldsymbol{E}_T = \alpha \boldsymbol{B}_0 - \beta \nabla \times \boldsymbol{B}_0 \tag{3.67}$$

式中，α, β 是标量。上式第一项就是前面所说的 α 效应。在一般情况下，α, β 是二阶张量。

令 $\boldsymbol{J}_0$ 是平均电流密度，则

$$\boldsymbol{J}_0 = \sigma(\boldsymbol{E}_0 + \alpha \boldsymbol{B}_0 - \mu\beta \boldsymbol{J}_0) \tag{3.68}$$

采用如下“有效湍流电导率”的定义

$$\sigma_T = \frac{\sigma}{1 + \sigma\mu\beta} = \frac{\sigma}{1 + \dfrac{\beta}{\eta}} \tag{3.69}$$

平均电流密度可以写成

$$\boldsymbol{J}_0 = \sigma_T(\boldsymbol{E}_0 + \alpha \boldsymbol{B}_0) \tag{3.70}$$

湍流扩散率可写成

$$\eta_T = \frac{1}{\sigma_T \mu} = \eta + \beta \tag{3.71}$$

可以看出,β具有扩散率或粘滞系数的形式,所以,湍流的存在将会减小有效电导率,而增大有效粘滞系数。在高电导情况下

$$\begin{cases} \alpha = -\dfrac{1}{2}\displaystyle\int_0^{\infty} \overline{\boldsymbol{v}'(x,t) \cdot \nabla \times \boldsymbol{v}'(x,t-T)}\mathrm{d}T \\ \beta = \dfrac{1}{2}\displaystyle\int_0^{\infty} \overline{\boldsymbol{v}'(x,t) \cdot \boldsymbol{v}'(x,t-T)}\mathrm{d}T \end{cases} \tag{3.72}$$

通过上面的讨论,我们可以看到,地核内的自激发电机是可能存在的。但是,$\partial \boldsymbol{B}/\partial t = 0$的解仅仅是定常发电机存在的必要条件,而定常发电机存在的充分条件要求对于$\boldsymbol{B}$的小变化,解必须是稳定的。

第七节 磁流体发电机

在运动学发电机中,我们只考虑流体运动的电磁感应,而不考虑磁场对流场的反作用。事实上,当流体带动磁力线运动时,磁力线会发生拉伸、扭曲等变形。磁力线与橡皮筋有点类似,变形时会产生应力(法拉第-麦克斯韦应力),从而影响流体运动。要考虑磁场对流场的作用,必须联立求解磁感应方程和纳维-斯托克斯方程,以便同时得到磁场和速度场,这样的发电机叫做磁流体发电机。

完全求解磁流体发电机方程组是十分困难的,因此,需要对地核状态和方程做一些简化。通常使用的简化方法是略去纳维-斯托克斯方程中一些不太重要的项,这样就产生了不同的磁流体发电机模型。如果考虑电磁力的作用,即得到强磁场模型。相反,如果把电磁力当作微扰处理,则得到弱场模型。所谓"强场""弱场"是指地核环型磁场相对于极型磁场的大小:当环型场近似等于或小于极型场时,叫做"弱场模型";当环型场明显大于极型场时,叫做"强场模型"。

一、弱场发电机模型

布斯(F. H. Busse)研究了"弱场磁流体发电机模型"。主要假设是,外

核流体基本上处于地转平衡状态，即外核流体的科里奥利力为压力梯度所平衡，而所有其他的力（如浮力、惯性力、摩擦力、洛仑兹力）对基本的地转流只是一种扰动。在这一假设下得到的环型磁场较弱，与极型磁场有相同的量级，因而叫"弱场模型"。

在纳维-斯托克斯方程中只保留科里奥利力和压力项，即可得地转方程

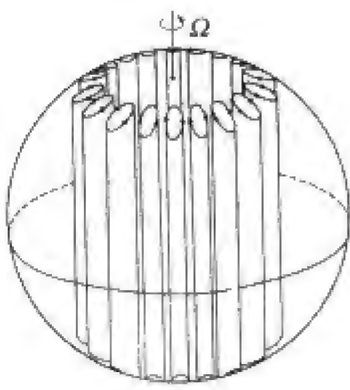


图 3.11 外核流体旋转特征的实验模拟

在两个同心球面之间（相当于内核和地幔之间的外核）快速旋转流体的对流卷图案，对流卷环绕地球自转轴排列，并绕着自转轴缓慢漂移。

$$2\boldsymbol{\Omega} \times \boldsymbol{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla P \tag{3.73}$$

对式(3.73)取旋度，可得

$$\frac{\partial \boldsymbol{v}}{\partial z} = 0 \tag{3.74}$$

这就是说，流动与 z 轴（旋转轴）无关。在这种情况下，流动图案是环绕地球自转轴的一系列平行圆柱形对流卷，对流卷的轴平行于自转轴，如图 3.11 所示，说明流体运动基本受 Proudman-Taylor 定理控制。有趣的是这些对流柱并非固定不动，而是绕着自转轴漂移。这样的流动本身没有螺度。但是在对流卷与外球面相遇处的摩擦边界条件会引起扰动，产生一个沿对流卷轴的流动，正是这个流动提供了发电机效应所必需的螺度 $h = \boldsymbol{v} \cdot \nabla \times \boldsymbol{v}$（见式(3.56)）。

通常采用最简单的无滑动边界条件，于是，由于球形边界面的形状、摩擦力的影响以及科里奥利力的作用，在边界面附近将形成一个螺旋流动的边界层，如果这一速度场的位形和强度适当，则会产生发电机过程。

二、强场发电机模型

如果电磁力可与科里奥利力相比拟，则电磁作用会显著地影响流场，而不像弱场发电机那样，仅仅是对地转平衡的一种小扰动。这样的发电机模型叫做"强场发电机模型"，泰勒状态发电机和 z-模型发电机就属于强场发电机模型。

控制强场发电机模型的方程是磁地转方程。在这个方程中，科里奥利力、压力梯度和电磁力通常是不共线的，所以速度场要比图 3.11 所示的弱场模型中柱状对流速度场复杂，磁场和速度场可能都不会是轴对称的。

假定磁地转方程中科里奥利力（$2\rho\Omega v$）与电磁力（$B^2/\mu_0 l$）近似相等，

利用地核典型长度 $l = 2\times10^3$ km 和典型速度 $v = 4\times10^{-4}$ m/s（与地磁场西漂速度相当），可以得到地核环型磁场的估计值为 0.03 T，约为核幔界面偶极场（极型场）的 4 倍。

在各种强场发电机模型中，泰勒状态发电机和 z-模型发电机是最重要的两种模型。

在地核流体运动中，因地球旋转而产生的科里奥利力比粘滞力重要，反映它们相对大小的泰勒数（艾克曼数平方的倒数）约为 10^{30}。这就是说，除了边界层外，外核可视为无粘性流体。此外，惯性力比科里奥利力小得多，反映二者相对重要性的罗斯比数约为 4×10^{-7}，因此，惯性力也可忽略不计。于是，纳维-斯托克斯方程简化为所谓的"磁地转方程"

$$2\boldsymbol{\Omega}\times\boldsymbol{v} = -\frac{1}{\rho}\nabla P - c\boldsymbol{g} + \frac{1}{\rho}\boldsymbol{J}\times\boldsymbol{B} \tag{3.75}$$

式中，压强项中包括离心力，重力项中的 c 决定于我们考虑的是热浮力还是成分浮力。有时对式(3.75)取旋度而得到"诊断方程"

$$\frac{\partial\boldsymbol{v}}{\partial z} = \frac{\boldsymbol{J}\times\boldsymbol{B}}{2\Omega\rho} \tag{3.76}$$

用式(3.76)代替式(3.75)时应注意，方程(3.76)的速度解不是唯一的，因为如果某一个速度场满足式(3.76)，那么，在这个速度场上加上任意一个与坐标 z 无关的速度场之后，它仍然满足式(3.76)。为了同时得到速度场和磁场，式(3.75)或者式(3.76)必须与下面的磁感应方程联立求解

$$\frac{\partial\boldsymbol{B}}{\partial t} = \nabla\times(\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B}) + \eta_m\nabla^2\boldsymbol{B} \tag{3.77}$$

在许多情况下，上述方程组无解，即使有解，也不唯一。因此，要想唯一地确定方程组的解，还需要增加约束条件。泰勒约束就是其中之一，在这种约束条件下得到的发电机模型叫"泰勒状态发电机"。对泰勒约束修正后得到另一种约束条件，相应的发电机模型叫做"z-模型发电机"。

1. 泰勒约束和泰勒状态发电机

设想在旋转的导电流体球内有一个圆柱（图 3.12），沿圆柱侧面 S 对式(3.75)的周向分量进行积分可得

$$2\Omega\rho\int_S \boldsymbol{v}\cdot\hat{\boldsymbol{n}}\,\mathrm{d}S = \int_S(\boldsymbol{J}\times\boldsymbol{B})_\lambda\,\mathrm{d}S \tag{3.78}$$

如果流体是不可压缩的，则式(3.78)左端积分等于零，所以

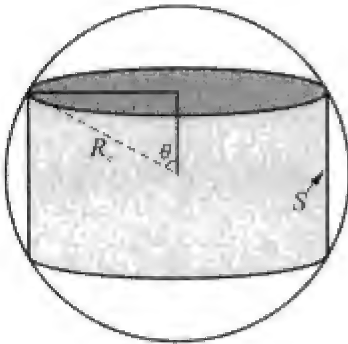


图 3.12 说明泰勒约束的示意图
电磁力的周向分量在此圆柱面上的积分为零，表明作用在圆柱面上的总磁力矩为零。

$$\int_S (\boldsymbol{J} \times \boldsymbol{B})_\lambda \mathrm{d}S = 0 \tag{3.79}$$

这就是泰勒约束。它表明，作用在以地球自转轴为轴线的任何圆柱面上的总磁力矩为零。联立求解式(3.76)、(3.77)和(3.78)，即得泰勒状态发电机的解。

2. z-模型发电机

如果伴随边界层的粘性不可忽略，则泰勒状态不能满足。假设圆柱的上下端面有流体流入，根据质量守恒，圆柱侧面必有流体流出，泰勒约束(3.79)不再满足。假定圆柱上下端面流入的流体相等，则泰勒约束被下面的约束所代替

$$\int_S (\boldsymbol{J} \times \boldsymbol{B})_\lambda \mathrm{d}S = 2\pi R_c (\nu \Omega)^{\frac{1}{2}} \frac{v_\lambda \sin\theta}{|\cos\theta|^{\frac{1}{2}}} \tag{3.80}$$

这就是布拉金斯基(S. I. Braginsky)在此约束条件下得到的发电机模型——z-模型发电机。

三、MHD 发电机的数值模拟

1995 年，格拉斯迈尔和罗伯茨(Glatzmaier and Roberts，1995)用磁流体数值模拟的方法，计算了长达 4 万年的地核发电机过程，并成功地得到了一次地磁场倒转事件。

为了容易理解模拟结果的物理意义，让我们先来看看图 3.13 所示的地核流动情况。虚线表示以地轴为轴，与内核相切的圆柱面，它把流体外核分为柱外区 E 和柱内区 N、S。假设在柱内区有轴对称的上升对流，流体从内核界面沿地轴方向向上流到核幔界面，然后从周围流回内核界面。在核幔界面附近，流体从自转轴向外发散，在科里奥利力的作用下会产生绕自转轴的西向带状流动；在内核边界附近，流体从四周向自转轴汇聚，在科里奥利力的作用下会产生绕自转轴的东向带状流动。与上述相反带状流动伴随而来的是流体速度的旋度和螺度。在这里，我们看到了与大气中“贸易风”或“信风”类似的现象：由于科里奥利力的作用，使径向流动发生偏转而形成绕地轴流动。在地磁发电机理论中，这种流动被称做“热风”。图3.13形象地描述了旋转流体中由于科里奥利力的作用而产生螺度的物理过程。

设想有一个轴对称磁场由南向北穿过地核，由于外核是高导电流体，磁场基本上“冻结”在流体中。根据阿尔文“冻结磁场”理论，上述热风将拖着磁力线绕自转轴缠绕，在核幔界面附近形成西向的感应磁场，在内核界面附近形成东向的感应磁场。由于磁场具有法拉第-麦克斯韦应力，缠绕的磁力线对流体运动的反作用随着缠绕过程的进行越来越大。此外，流体电导率毕竟不是无穷大，所以磁力线会相对于流体发生欧姆扩散，最后，流体拖动使磁场增强的作用与欧姆扩散使磁场减弱的作用达到平衡，而使总磁场（施感场和感应场之和）大致沿着总流场（径向流动和带状流动之和）的方向。

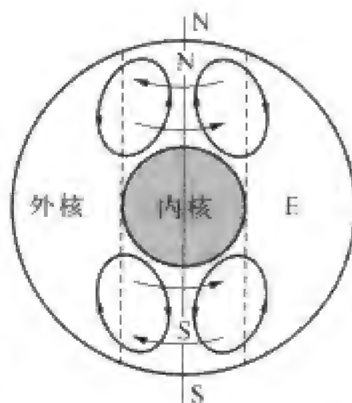


图 3.13 外核对称流动示意图

通过上面的简单分析，我们可以理解，地核外层流体的西向流动是地磁场西漂的物理根源。而且我们还可以推测，由于外核底层流体的东向流动和磁场冻结效应，以及内外核之间的强电磁耦合，地球内核旋转应该较快。地磁学的这一预言后来被地震波的观测所证实。图 3.14(a)是根据地面磁场的西向漂移计算出的地核表面流动图案，可以看出地核流体总体向西流动的趋势；图 3.14(b)是根据地震波观测推断地球内核转动较快的示意图(Song,1996)。

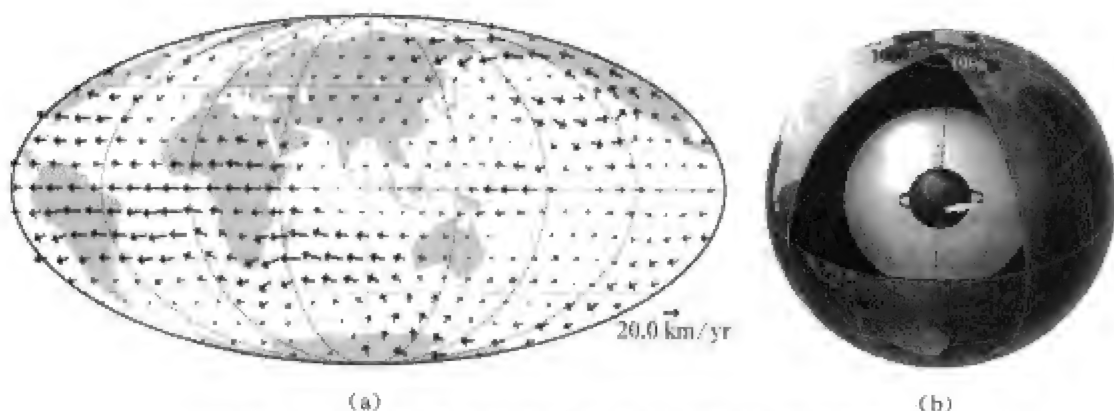


图 3.14 外核表面的流动和内核旋转较快的示意图

(a) 根据地面磁场的西向漂移计算出的地核表面流动图案；(b) 根据地震波观测推断地球内核转动比地幔快的示意图。

格拉斯迈尔和罗伯茨(Glatzmaier and Roberts, 1995)对不同地核模型进行了数值模拟，图 3.15(见彩页 3)给出了其中 model-0 的部分结果。这个模型对一个均匀密度的流体地核，从随机“种子”磁场和随机温度扰动开

始，在巨型计算机 Cray C90 上运算了 2 000 多小时，模拟了 4 万年的地磁场变化。模型假定，发电机过程由热力驱动，驱动地核对流的浮力来自内核界面的均匀热流。大约经过 15 000 年，方程解似乎失去了对它初始状态的"记忆"，进入了一个统计学上的定常状态，偶极矩的典型值为 20×10^{22} A·m^2，偶极轴与地轴夹角在 10°～20°范围内。这一状态持续了很长时间。其间，有好几次磁场似乎要发生倒转，但未能成功，这是一种"流产的倒转"。从物理上讲，这是因为内核电导率很大，穿过内核的磁场扩散极慢，因此，磁场更加"牢固"地冻结在高电导固体内核中，它们"抗拒"着外核发生的磁场变化和倒转趋势，并最终使地核磁场重新稳定在原来的方向上。但是，终于有一次，在靠近内核边界处，外核反向磁场持续了相当长的时间，以致它能够扩散到内核，并代替了原有的正向磁场，从此，地核中建立了稳定的反向磁场状态。倒转过程只用了 1 000 年多一点的时间，其间磁矩减小了 80%。倒转之后，除了极性相反外，整个系统与倒转前几乎没有区别。图 3.15 形象地描绘了磁场倒转前(a)、倒转过程中(b)和倒转后(c)的磁力线结构。由图可以清楚地看出地核中磁场的复杂性，特别是南北两极地区有很强的环型磁场和很大的磁场螺度。

在上述计算中，为了模拟核幔地形耦合作用，人为地加大了外核最上层的粘性。如果去掉这个条件，假设整个外核粘性均匀，得到的磁场偶极性更强，而且，没有模拟出倒转事件，如图 3.15(d)所示。至于为什么发电机系统对核幔界面附近的粘性如此敏感，目前还不清楚。

图 3.16 是对另外一个模型得到的外核流场分布。可以看出，内核外切圆柱把外核分成两个区域，两个区域的流场有很大差异。纬向流动(东西向流动)主要分布在圆柱面之内(图 3.16(a))，而且，越靠近 CMB，西向流速(虚线)越大，越靠近内核，东向流速(实线)越大，与图 3.13 一致。此外，还可以看到明显的南北不对称性。子午面内的流动(图 3.16(b))也清楚地显示出内外两个区域的明显差异：在圆柱面以内的区域，南北极区自转轴附近的流体由内向外流动到 CMB，然后从外面返回，与图 3.13 一致；在圆柱面以外，长长的对流涡，每一个从南半球一直延伸到北半球，逐个向外，平行排列。在这里，可以看到明显的南北不对称性，还可看到沿对流柱轴线的流动。

四、地幔对地核发电机和磁场倒转的影响

严格说来，地幔与地核相互紧密耦合，不能分离开来单独处理。但在大多

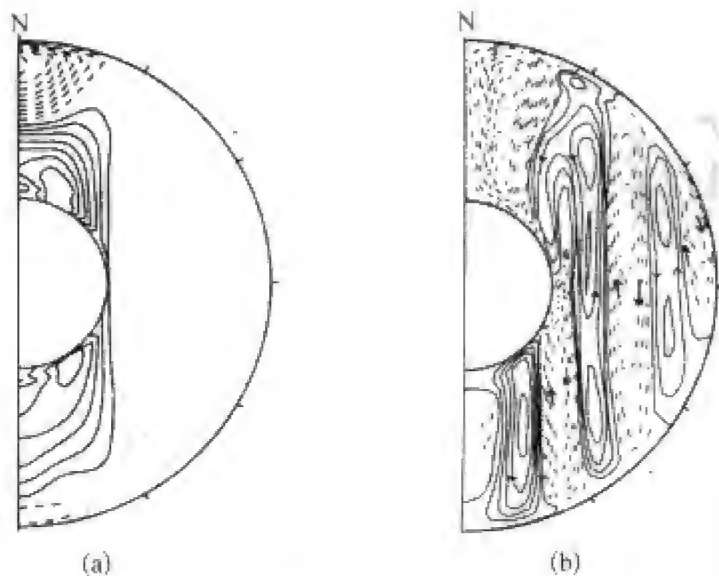


图 3.16 格拉斯迈尔-罗伯茨的地球发电机数值模拟结果——流场

(a) 沿经度平均的差动旋转,主要分布在内核外切圆柱面之内。实线表示东向流速等值线,集中在靠近内核的地方;虚线表示西向流速等值线,集中在南北极区 CMB 附近,可以看到明显的南北不对称性;(b) 子午面内的环流(最大速度为 10^{-3} m/s),在内核圆柱面以内,南北极区自转轴附近的流体由内核表面向 CMB 径向流动;在圆柱面以外,是两对相间排列的对流涡,从南半球一直延伸到北半球。

数发电机数值模拟和理论研究中,地球外核作为研究主体,核幔界面(CMB)只是作为地核发电机区的外边界加以处理,地幔的全部影响通过 CMB 边界条件的设定来体现。然而,边界条件的假设往往过于简单,例如常常假设 CMB 形状和物理状态在空间上是均匀的,在时间上是恒定的。这些过分简化的假设虽然方便了计算和研究,但是妨碍着我们对真实物理过程的认识。

Larson 和 Olson(1991)论证了地幔对流,特别是地幔柱结构的变化对地磁场倒转频次的控制作用。Sun 等人(1994)的研究使我们认识到,CMB 温度的横向变化对地核对流以及核幔耦合有很大的影响。格拉斯迈尔和罗伯茨的数值模拟发现,CMB 边界条件对模拟结果影响极大。在图 3.15 中我们已经看到,当加大地核表层粘性,以强调核幔耦合作用时,模拟出了一次地磁场倒转(图 3.15(a)、(b)、(c)),而当去掉这个条件,使外核表层粘性与内部粘性一样时,则没有倒转出现(图 3.15(d))。这足以说明,核幔耦合强烈地控制着发电机过程和地磁场倒转的实现。

为了进一步确认这一观点,Glatzmaier 和 Roberts 对不同地幔热状态进行了数值模拟,结果如图 3.17(a)~(h)所示。该图总结了 8 种地幔热状

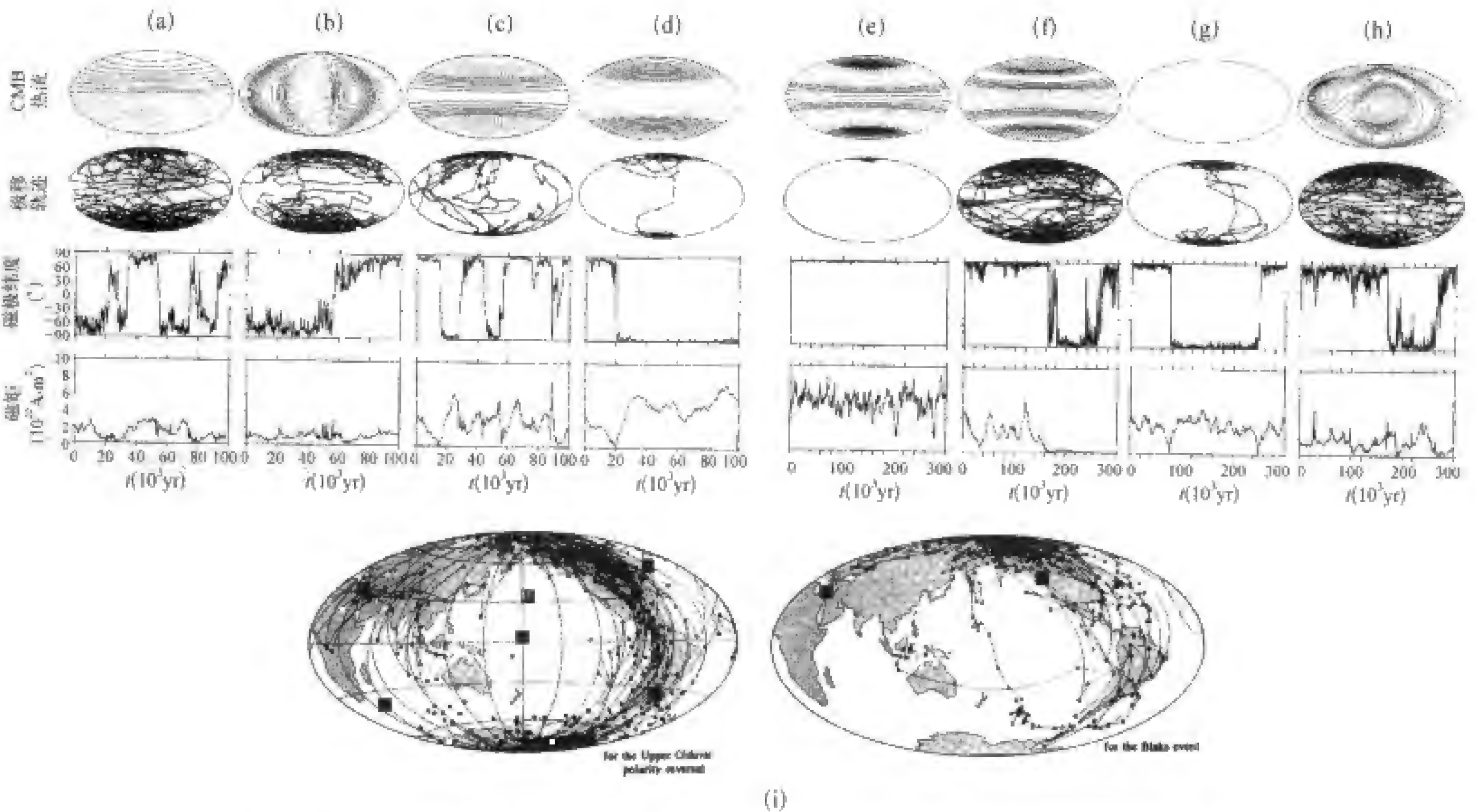


图 3.17 地幔对发电机过程及地磁场倒转的影响——格拉斯迈尔-罗伯茨的数值模拟结果

从上到下 4 行分别表示 CMB 径向热流分布、S 磁极移动轨迹、S 磁极纬度随时间的变化、磁矩的时间变化。从左到右((a)到(h))是 8 种不同情况下的模拟结果。(i)是古地磁研究得到的地磁极移动路线。可以看出，在地磁场倒转时，极移路线集中分布在环太平洋带附近。

态条件下地磁倒转的模拟结果(图中只画出模拟结果的后半部分)。第一行是用 CMB 表面热流表征的 8 种不同的地幔热力学状态,实线(虚线)表示向外热流高于(低于)平均值,热流图案用球面谐和函数表示。第二行 8 幅图是 S 磁极移动轨迹;第三行是 S 磁极纬度随时间的变化;第四行表示偶极矩的变化。为了便于对比分析,我们在图 3.17(i)中给出古地磁研究得到的地磁极移路线。可以看出,在地磁倒转时,极移路线集中分布在环太平洋带附近。

从图 3.17(a)～(h)可以看到,在大多数情况下,地磁倒转要么不能发生(如图 3.17(e)),要么虽然发生,但极移轨迹和与观测结果相差太远(如图 3.17(a)、(f)、(h)),或者磁矩太小(如图 3.17(f)的后半段)。只有图 3.17(c)所示的情况与观测大致吻合。特别值得注意的是,图(h)的热流分布是根据地震层析成像结果推测出的,最接近实际情况,理应得到最好的结果,但是实际模拟结果与观测全然不合。这表明,在地球发电机的理论和数值模拟方面,还存在一系列问题有待解决。当然,地震层析成像结果的可靠性也应仔细考核。

第八节　地球发电机过程的实验室模拟

在地磁学发展历史上,实验研究发挥了重大作用,吉尔伯特的“Terrela”实验显示了地磁场分布规律,刺激了磁场起源的研究;伯克兰的“Terrela”实验揭示了极光的本质,激发了场向电流的设想。同样,实验模拟在地磁起源研究中也发挥着巨大作用。

地磁场起源的研究依赖于理论研究、实验室实验、数值模拟和实地观测四个方面的工作。理论研究给出物理框架,提出物理思想;实验室实验检验理论预言,发现新现象;数值模拟可以对很大参数空间的复杂过程和对象给出多方面的过程描述;而实地观测不仅仅是上述三方面研究工作的出发点和基础,而且也是对研究结果的最终检验。在地球发电机研究中,比较薄弱的一个环节是实验研究,目前,大多数实验研究还停留在运动学发电机水平,相对于数值模拟的巨大成就来说,实验研究需要大力发展。本节简要介绍地球发电机实验模拟的基础知识和近年来的主要结果,特别是 2000 年后的突破性进展,并对正在发展中的第二代实验发电机进行简要说明。

一、实验室模拟的重要性和特点

在计算机出现以前，实验模拟是流体力学获取数据和产生思想的主要途径。在计算机高度发展的今天，实验模拟仍然是不可缺少的重要手段。它的重要性主要表现在以下三个方面：

(1) 补充和扩展数值模拟的参数空间。例如，地球液态铁核的磁普朗特数 $P_m = \nu/\eta_m$ 估计很低，在数值模型中这种低值无法达到，但是对于实验模拟经常使用的液态金属镓和钠来说，这种低值却很典型，很容易实现。

(2) 实验模拟所显示的是物理上的真实情况，如边界条件等。

(3) 实验模拟常常给出一些新的观点。例如实验室实验揭示，一个转动球体中的流动受控于地转柱面上的剪切，而针对此现象的数值模型给出的最显著特点是一些倾斜的震荡条带。过去一直认为这是两种不同现象，直到最近才知道，这是同一复杂过程的两个不同的侧面。在处理旋转流体时，一些常识性的直觉往往会产生误导，有磁场存在时更是如此。物理实验肯定有助于从物理上判断什么情况将会发生。

在拉莫尔、埃尔萨塞、布拉德和盖尔曼等人的开创性工作之后，地磁场起源于地核发电机过程的观点已经被普遍接受(Larmor，1919；Elsasser，1946；Bullard and Gellman，1954)。这一理论认为地磁场是由地核的自感应产生的，在导电的地核流体中，流体在磁场中运动产生电流，而电流又加强磁场。当磁感应引起的磁场增强能够补偿磁扩散造成的磁场减小时，就可得到一个自持磁场(self-sustained field)。而驱动自持发电机的能量是由液态金属外核中的热对流和成分对流提供的。

在过去十几年中，三维动力学发电机数值模拟取得很大进展。但是，为了便于计算，数值模拟与地核的实际情况至少在以下三个方面相差较远：① 在数值模拟中，通常取艾克曼数为 10^{-4} 数量级，而实际地核的艾克曼数为 10^{-15} 量级；② η_m/ν 值在数值模拟中通常不超过 10，而实际地核为 10^6 量级；③ 在实际地核中，焦耳耗散远大于粘性耗散，但在数值模拟中，粘性耗散仍是主要的耗散。

由于我们对地核磁流体过程缺乏足够的认识，也由于数值模拟所用的参数与实际地核有较大差距，因此需要实验模拟予以补充，这为发电机的实验研究留下了广阔的天地。特别是由于实验研究所用流体的主要性质(粘性和磁扩散率)接近地核实际情况，使实验研究的重要性大大增加。继

1995年地磁发电机理论的数值模拟取得决定性进展(Glazmer and Roberts, 1995)之后,地磁发电机实验研究在2000年也取得重大成功,其主要标志是塞尔维亚 Riga 和德国 Karlsruhe 两个研究组同时得到了毫特斯拉量级的饱和磁场。他们用来模拟地球外核的工作流体是1立方米多的液态钠。在>100 kW 的功率驱动下,流体形成了一种确定的位形,使我们能够很好地预言发电机作用的开始。这些实验证明实验室发电机是可行的,并且开辟了第二代实验发电机的道路。在新一代实验中,流体将具有更大的自由度,在驱动力和洛仑兹力的共同作用下流体自行组织。此外,新的实验还要考察科里奥利力效应,揭示湍流的特点。这些实验可以模拟低磁普朗特数和高雷诺数的情况,很好地弥补数值模型的缺陷。

二、实验室模拟中参数的选定

实验室模拟的首要问题是参数的选定,要考虑的几何参数和物理参数很多,如实验“地球”需要多大?用什么介质模拟地核流体?温度需要多高?转速需要多快?等等。

发电机过程的理论研究为数值模拟和实验室实验提供了物理基础和研究思路(Roberts, 1968; Busse, 1970)。发电机机制要求,磁场对流必须大于磁场扩散。从磁感应方程可知,这意味着磁雷诺数 $R_m = vl/\eta_m$ 必须远大于1(例如大于100)。在液态金属地核中,磁粘滞系数 η_m 与运动学粘滞系数 ν 之比 η_m/ν 约为 10^6,所以,通常的力学雷诺数($R_e = vl/\nu$)约为 10^8。这表明,产生发电机效应的流体对流运动可能处于剧烈的湍流状态。

然而,地球旋转对地核流体运动有强烈的约束作用,即科里奥利力是该系统的主要作用力之一。旋转主要有两种效应:① 使对流单元呈涡旋柱状,并沿旋转轴排列(Taylor-Proudman 约束);② 对对流不稳定性有一种致稳作用。也就是说,与无旋转情况相比,对流不稳定性发生时瑞利数(对流活力的度量)较高。简而言之,地球发电机问题就是要研究快速旋转导电流体球中对流与磁场的性质及其演化规律。由于外核流体粘性小而旋转快,这种对流类型的特点是具有较小的艾克曼数。

理论分析给出了地核流动和磁场特性的一般物理图像和约束,而具体的流动图案和磁场演化过程则要借助于数值模拟和物理模拟来实现。计算机数值模拟走出了“数值发电机(numerical dynamos)”道路,实验室物理实验发展为“实验发电机(experimental dynamos)”领域。在半个多世纪里,这两方面都取得了关键性的进展。

但是，实验发电机的几何尺寸远小于真实地球，为了模拟真实地球的状态，必须借助于尺度定律，使几个关键的无量纲数接近实际情况，其中最重要的是力学雷诺数、磁雷诺数、艾克曼数、瑞利数和磁普朗特数。

这些无量纲数取决于地核物性参数和几何参数。地核中物质性质可以由地震观测、高温高压实验、热力学理论等得到。研究表明，地核条件下液态铁的电导率、热导率和粘性与常压下的液态铁没有太大的区别。特别是磁扩散率 η_m 约为 1 m^2/s。假定地核中典型速度 v 约为 10^{-3} m/s，可以估计磁雷诺数 $R_m \approx 300$，这表明地核中确实可以发生发电机过程。

实验发电机研究的进展和成功，很大程度上取决于新的测量技术，如粒子成像速度仪(PIV)和超声波多普勒速度仪(UDV)的应用。而计算机技术的发展和应用使大量数据可以在实验室实时处理。

三、实验室模拟揭示的地核速度场

液态金属地核中的地磁场是由发电机机制维持的，控制这一物理过程的方程是磁感应方程(3.16)

$$\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} + \nabla \times (\boldsymbol{B} \times \boldsymbol{v}) = \eta_m \nabla^2 \boldsymbol{B}$$

当磁雷诺数 R_m 足够大时，磁对流效应远大于磁扩散效应，磁场将会增强。对于给定的速度场，可以确定使磁场解不稳定的临界磁雷诺数 R_{mc}，这是运动学发电机理论的基础。

重要的是要找到能使发电机工作的速度场。在已有的各种解答中，有三种速度场得到实验的支持，从而产生了三种实验发电机。

受到 Herzenberg (1958)运动学发电机的启发，劳维斯和维尔金森建立了第一个实验发电机(Lowes and Wilkinson，1963，1968)。在这个模型中，两个非平行固体圆柱体绕自己的轴旋转，柱体之间充满汞。圆柱由铁磁性物质制成，磁扩散率很低，在中等尺寸和中等速度情况下，可以得到较大的磁雷诺数。

另外两种运动学发电机是波诺马林科发电机(Ponomarenko，1973)和罗伯茨发电机(Roberts，1972)，它们为 Riga 和 Karlsruhe 的发电机实验提供了理论指导。这两个实验都是均匀流体发电机，与第一个实验发电机不同的是没有铁磁性部件，工作介质是液态钠。

下面介绍几个研究组的工作概况。

1. Riga 发电机实验

在 Agris Gailitis 教授指导下，塞尔维亚的 Riga 研究组经过 30 年努力，终于在 2000 年取得成功(Gailitis et al., 2000, 2001)。他们用图 3.18 的装置来模拟波诺马林科运动学发电机。在顶部螺旋推进器的驱动下(转速 2 200 转/分，由两个 55 kW 的电动机带动)，内圆筒的液态钠以螺旋线的形式向下流动，然后经由内外圆筒之间的夹层垂直向上返回。外筒中的钠保持静止。预料中的磁场模是一个螺旋形的矢量场，在固定点上观测，会看到磁场随时间震荡。波诺马林科对无限长圆柱体得到临界磁雷诺数，Riga 小组对有限长圆柱的对流和绝对不稳定两种情况，计算出速度阈值。当外加磁场周期为 1 秒，转速为 2 150 转/分，温度为 200 ℃ 时，观测到一个 1.3 秒周期的磁场信号缓慢增长(图 3.19)。后来，在 160 ℃ 温度下对各种转速作了测试，磁场可以增长到几个 mT 的饱和水平，并在此水平上维持数分钟之久。观测还显示，磁场对运动也有一定的影响，它使流体速度从上到下逐渐减小。

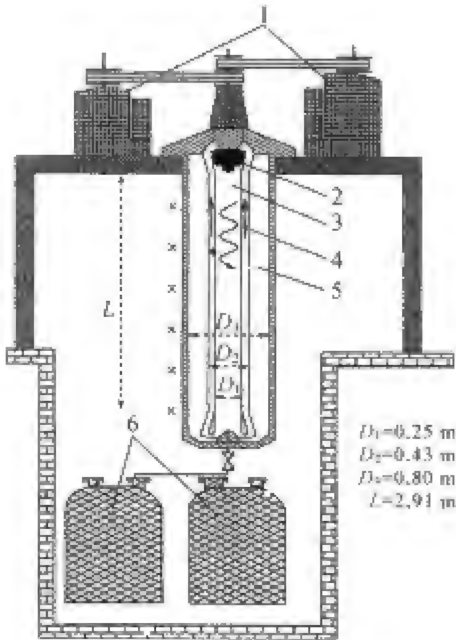


图 3.18　Riga 发电机实验装置

主要部件：1—两个电动机；2—螺旋推进器；3—螺旋状流体区；4—垂直回流区；5—静止的液态钠；6—储钠罐；* 表示磁通门磁力仪和感应线圈的位置；+ 表示 Hall 探头的位置。

2. Karlsruhe 发电机实验

德国 Karlsruhe 研究组的发电机实验(Busseet et al., 1998)是为了模拟罗伯茨双尺度周期发电机。图 3.20 是发电机示意图，在一个 1.7 m 直径，0.85 m 高的圆柱内，排列着 52 个旋转发生器，每个发生器由两部分组成，在 21 cm 直径的外管中有一个 10 cm 直径的内管，内外管中的液态钠由外部的磁流体动力学泵驱动，体积流量为 110 m^3/h。发生器之间的空隙充以静止的液态钠。实验试图证明，小尺度的流动可以产生大尺度磁场(尺度分离效应)。

1999 年 12 月，试验获得成功。当体积流量超过 100 m^3/h 时，发电机作用开始，观测到增长率最快的磁场模基本上是水平的，强度为 16 mT，从顶端到底部磁场方向旋转了 180°，这一稳定磁场维持了 10 分钟之久(Stieglitz and Muller, 2001)。

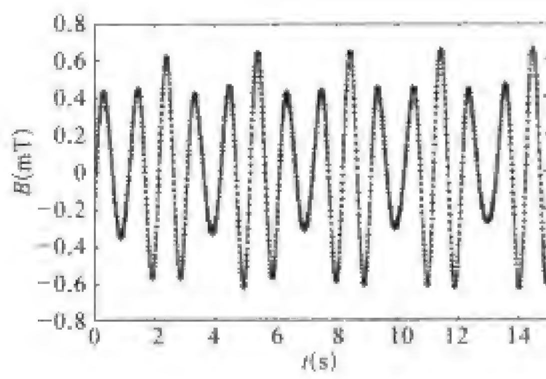


图 3.19 1999 年 11 月 Riga 发电机实验观测到的磁场本征模的增长

磁场是用磁通门磁力仪测量的，旋转速度为 2 150转/分，液态钠温度为 200℃。外加的 1 Hz 信号与一个 1.3 Hz 的增长信号形成了拍。

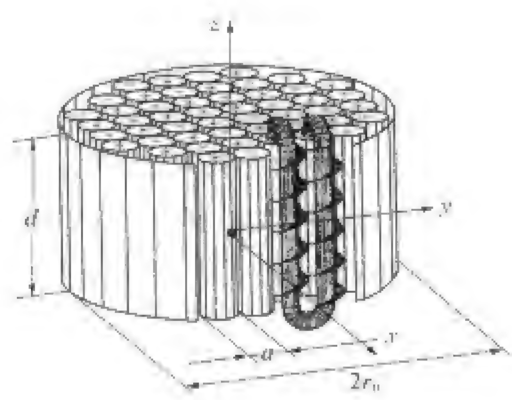


图 3.20 Karlsruhe 发电机实验装置

52 个旋转发生器排列在一个 1.7 m 直径，0.85 m 高的圆柱内，前边的两个旋转发生器显示出内部结构。正负号表示每个发生器中液态钠流动的方向。

在以上两个实验中，雷诺数达到数百万，所以流动呈湍流状态。然而，平均流动远大于其涨落幅度。Riga 实验显示，在磁场达到饱和后，洛仑兹力并没有显著地改变平均流动。换句话说，他们的发电机基本上是运动学发电机。

3. 马里兰发电机实验

我们可以用更简单的方法来驱动流体运动。例如，在一个充满液态钠的容器中，直接用螺旋推进器，以一种更为有效的方式驱动流体运动。为了使发电机作用发生，磁雷诺数必须较大(例如大于 50)，在此情况下，通常的力学雷诺数也非常高($>10^7$)。因此，用运动学发电机的方法很难预报湍流发电机作用何时开始。于是，有的研究者在小装置上用实验方法确定发电机作用开始的条件。

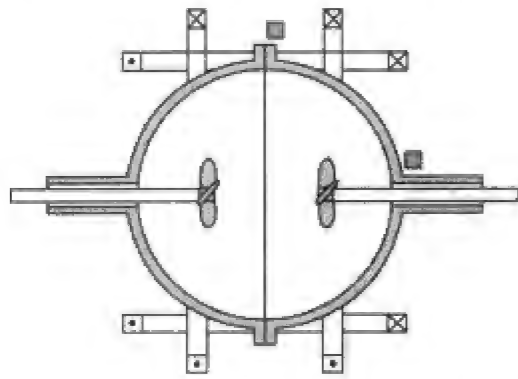


图 3.21 马里兰大学的发电机实验装置

在一个 30 cm 的球内充满液态钠，两个螺旋推进器以相反方向转动，驱动流体对流。外面是产生磁场的线圈，两个黑方块表示用来测量磁场的磁力仪位置。

图 3.21 是马里兰大学的发电机实验装置，在一个 30 cm 的球内充满液态钠，沿着极轴安置两个螺旋推进器，以相反方向转动，产生的流动有很强的周向分量以及一个子午面对流，二者均反对称于赤道面。

图 3.22 是一个实验结果。为了

确定离发电机作用开始还有多远，他们监测磁场脉冲的增长率。当螺旋推进器不转时，磁场增长率为负；当螺旋推进器转动时，磁场对流可能导致磁场增长率变大或减小。发电机作用的开始对应于零增长率。图中所示的是两种磁场位形的增长率随磁雷诺数 R_m 的变化。随着 R_m 的增加，轴对称场的增长率变大，而对称轴在赤道面内的磁场的增长率减小。

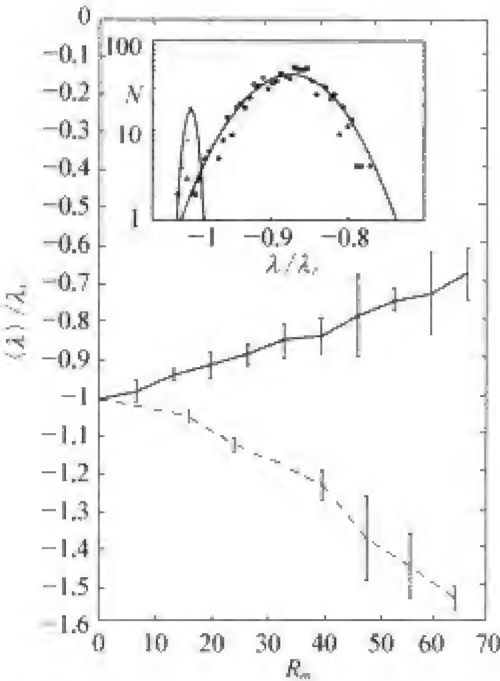


图 3.22　在马里兰大学的发电机实验装置上得到的一个结果

两种磁场位形的增长率 λ 随磁雷诺数 R_m 的变化：轴对称场的增长率变大（实线所示），而对称轴在赤道面内的磁场的增长率减小（虚线所示）。

4. LGIT 发电机实验

由流体力学我们知道，只要温度梯度足够大，对流运动将会自然产生，而当对流速度足够大的时候，磁场可能增强，并且反过来改变对流涡的几何形态。顺着这条思路，数值模拟取得了极大的成功，但是他们假设的介质物理性质与液态金属的性质相差甚远。

法国地球内部物理和构造实验室 LGIT 的发电机实验就是要研究导致发电机效应发生的对流形态。他们的实验设备是一个传统的离心重力实验装置（图 3.23）。用来模拟液态外核的工作流体是水、镓和钠，置于直径22 cm的球形青铜容器内，容器中心穿过一个直径8 cm的圆柱体。镓是一种稀有金属元素，原子序数 31，原子量 69.72，熔点27.98 ℃，沸点2 403 ℃，比重5.907，化合价 2，在室温下呈液态，可用于半导体技术和各种低融合金的合成，是模拟地核流体的理想材料。钠是一种软、轻、极富延展性的银白色金属元素，原子序数 11，原子量 22.99，熔点97.8 ℃，沸点 892 ℃，比重0.971，原子价 1。钠和水起爆炸反应，所以实验室远离办公楼，四面加网，房基加高，以防河水流入。流体球高速旋转，以模拟科里奥利力。

其原始创新点是使用超声多普勒速度仪测量速度，这对于不透明的流体镓特别重要。其原理是利用流体中微小不均匀体反射的回波，根据回波延时确定不均匀体位置，根据多普勒漂移确定视线方向的速度分量。当工作流体是水时，不均匀体是松树花粉（20 μm）；当流体是镓时，不均匀体是锆的硼化物（50 μm）。

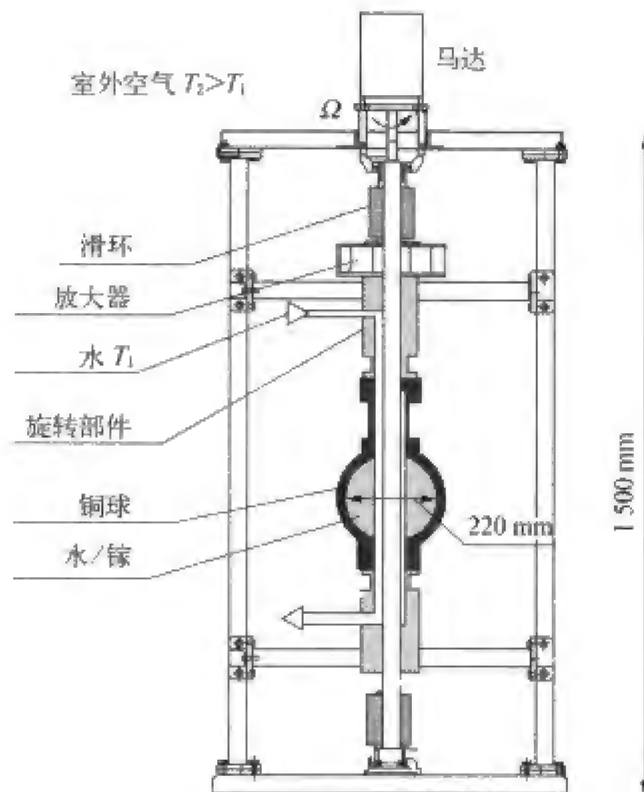


图 3.23 LGIT 发电机实验装置

图 3.24 是一个测量结果，左图显示，在 Taylor-Proudman 约束下，低艾克曼数的水中的流体涡旋柱。在不透明的镓中，没有这种可见的图案，而代之以温度测量，在内圆柱表面上沿垂直转轴，在赤道上下相距 5 cm 的两点布设两个热电偶，他们的温度变化显示出高度的相关，表明对流与 z 无关。

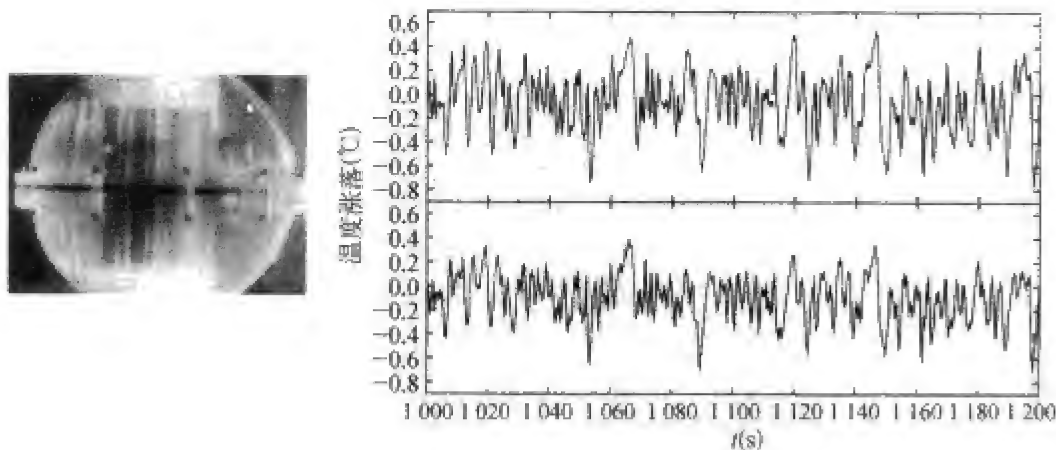


图 3.24 LGIT 发电机实验结果

左图：旋转水球中的剪切速度结构，艾克曼数 $E=9.7\times10^{-6}$，瑞利数 $Ra=4Rac$；右图：旋转液镓球中温度的相关变化。两个热电偶在内圆柱表面上，相距 5 cm。

这一特点也表明，用超声波多普勒速度仪在赤道面得到的速度测量可以代表整个球体内的速度场。

图 3.25（见彩页 3）是用该仪器得到的对流柱图案，纵坐标 $y = 0$ 和 $y = 70$ 分别对应外面的球表面和内部的柱表面。红色表示向内流，蓝色表示向外流。图中不仅显示出漂移的涡旋柱，而且显示出传播的 Rossby 波。

LGIT 实验显示，在靠近内边界的地方，平均周向流动可以与对流柱的速度相比拟，揭示出地核流动的双尺度特点：具有涡旋柱尺度的对流运动和容器尺度的地转运动。前一种小尺度运动可以产生 α 效应，使环型场变成极型场，或者相反；后一种大尺度运动可以产生 ω 效应，使极型场变成环型场。

四、实验室模拟存在的问题

地球发电机实验研究的重要性毋庸置疑，它不单单是对理论预言的证明，也不单单是对计算机模拟研究的补充。它可以实现不同的物理参数状态，提供新的现象和线索。

虽然地球物理学家在数值发电机研究中起了不可替代的领先作用，数值发电机研究也确实取得了令人振奋的成功，但是在实验发电机研究中的工作却极为有限。实验发电机的成功也仅仅限于运动学发电机，即给定一种运动形式（在实验室实验中是强制产生的），考察它能否使已知磁场增强。磁场对运动的反作用忽略不计。但是，依靠流体球本身的整体旋转，加上热驱动，目前还不能产生足够大的对流。LGIT 根据旋转流体镓球的对流速度，得到一个尺度定律，由此定律外推，对于一个半径为 1 m，转速为 200 rpm的液态钠球来说，用 100 kW 热功率来驱动对流，得到的典型对流速度只有 0.1 m/s。这个对流速度比能使磁场增长所要求的速度小 2 个数量级。因此对流发电机在实验室里似乎难以实现。

除了理论上的问题外，实验中的技术问题往往决定着实验的成败。例如，早在 1987 年，Riga 小组对外加磁场衰减率的测量就显示，所预言的发电机阈值可以在实验中实现，但是机械震动问题迫使实验停止。于是，重新建造设备，重新设计螺旋推进器，以便驱动最佳流动。到 1999 年 11 月，小组观测到本征磁模的缓慢增长，但是只有几秒钟，又是因为密封问题而停止实验。直到 2000 年 7 月，更换了密封后，实验才告成功。

如何权衡各种措施的利弊并合理选择，也是一个重要而困难的问题。例如，因为雷诺数正比于流体速度和容器半径，所以，要想提高雷诺数，可以

增大球体半径或提高流体速度。但是，增大半径会使球的体积（从而使实验介质）按3次方增加，功率也将大大增加，因为驱动功率与雷诺数有如下关系 $P \sim \rho\eta^3 R_m^3 / D$。看来，不增大体积，而增大流体速度似乎是较为可行的办法，只要加大驱动器功率就行，这就是所谓的“小发电机”。但是，此时的散热问题更大。因为不把过多的热散去，钠的电导率就会因温度升高而下降，从而不利于发电机作用的发生。法国VKS小组、美国新墨西哥小组用小发电机装置做实验而未成功的原因就在于此。

还有一个工作流体的问题。为了达到合适的无量纲参数值，多数研究者采用钠，尽管钠遇水爆炸，很危险。采用钠还有一个降低驱动功率的考虑。对于上式中的 $\rho\eta^3$，钠是1 W·m，镓是50 W·m，而汞则是10 000 W·m。

实验发电机研究是一项理论性很强，技术性也很强的综合研究工作，需要理论科学家、实验科学家和工程技术人员的密切配合，才有可能取得创新性的进展。

第九节 地球发电机的能源问题

地球发电机（geodynamo）与我们日常生活和工业中的发电机遵循同样的规律，不同的是，日常发电机所关心的主要是用于照明和推动电动机的电流，而地球发电机所关心的则主要是电流产生的磁场，而不是电流本身。然而，发电机要消耗能量，这一点是共同的。地球发电机电流通过焦耳热损耗的能量约为 2×10^{11} W，于是，一个带有根本性的问题产生了：地球发电机从哪里获得这些能量？

磁流体发电机问题基本上没有讨论驱动发电机的能源。尽管在发电机方程的数值解和理论分析方面取得了很大进展，但关于发电机的能源问题所知甚少。反发电机定理告诉我们，地核流体运动必须具有径向分量，这意味着，流体运动应该是类似于对流的运动。发电机能源问题的核心是要找到这样的能源，它既能维持地核流体的对流运动，又能提供对耗散能量的补充。

对地球发电机能源的研究主要集中在三个方面：依靠消耗地核原始热能或放射性潜热形成热对流，外核边界上某些化学变化或物理变化引起非热对流，太阳和月球作用于地球上的引力矩引起流体运动。

一、地核发电机所需的能量

根据地核电导率、电流和磁场强度估计，地核发电机功率的下限为 10^9 W，上限为 4×10^{13} W，通常采用值是 2×10^{11} W(0.2 TW)。

由于地核内各种参数不能确切知道，所以，要给出发电机能量的精确估计值是困难的。例如，外核电导率通常的采用值是 6×10^5 S/m，但是其不确定范围至少是该值的 3 倍，而焦耳热损耗与电导率平方成反比，所以，仅电导率的不定性就会引起能量估计相差 10 倍。

地核内的流动状态以及电流和磁场的强度及其分布也很难准确地知道，从而影响了发电机能量的估计。例如，不同模型给出的环型磁场估计值相差甚远，由此得到的能量估计也大相径庭。

二、地核发电机能源之一：热对流(thermal convection)

维持整个外核对流运动最明显的机制是内核的热能通过内外核界面传入外核，并通过热对流向地幔输运。决定这一输运过程的是地核中温度的分布，只有当温度梯度足够大时，热对流才能发生。而外核温度梯度的大小又取决于内核边界和核幔界面的温度。

外核中的温度梯度及其与绝热梯度的关系是决定对流能否发展的一个更重要的因素。当一个流体元向上运动时，由于压力减小而绝热冷却。如果流体温度梯度很小，那么该流体元将比它周围的流体冷而重，因而它趋向于回落到它原来的位置，这是“对流稳定”情况，此时的温度梯度叫做“亚绝热温度梯度”。如果温度梯度足够大，则上升的流体元经过绝热冷却后仍然比周围流体热而轻，它将继续向上运动，这是“对流不稳定”情况，此时的温度梯度叫做“超绝热温度梯度”。刚好与绝热冷却相当的温度梯度叫做“绝热梯度”。只有在超绝热温度梯度条件下，热对流才可能发生。所以，非常重要的是知道外核究竟处于“超绝热温度梯度”情况，还是处于“亚绝热温度梯度”情况。这需要估计温度梯度和绝热梯度。结合地震、地热和高温高压实验等方面的研究结果，估计外核的绝热温度梯度为 0.7～1.0 ℃/km。

三、地核发电机能源之二：成分对流(compositional convection)

内外核界面上的某些物理化学变化可以引起外核中流体对流。外核流

体是由丰富的铁和少量较轻的成分组成的，当流体状态的铁在内外核界面凝固而从流体中分离出来的时候，内核逐渐增大，剩余流体中含有较多轻的成分，因比上面流体密度小而向上升起，从而驱动了外核流体的运动，这就是成分对流，这样的运动具有径向速度分量。洛普估计，这一过程可以产生 1.76×10^{12} W 的能量，足以维持任何发电机过程，它允许环型磁场大到 20 mT。更为重要的是，即使外核处于亚绝热温度梯度状态，这一机制仍然是可行的。

然而，这一过程是不可循环的一次性过程。洛普的计算指出，在过去 20 亿年当中，内核半径仅增长了 200 km。由此估计，这一过程还可维持 370 亿年，直到外核的轻成分多到使外核变成共晶体为止。有人认为，核幔界面可能是较轻成分的汇合，它们在这里凝固而使地幔增长，这也许是 D″ 层的起源。

四、地核发电机能源之三：岁差(进动)转矩

由于地球不是一个规则的球体，所以太阳和月球对地球的万有引力作用除了产生一个力之外，还有一个力矩。力矩使地球自转轴绕着黄道面的垂直轴(黄道轴)进动，在天球上天极绕黄极画出一个半径为 23.5°的圆。地轴绕行一周约需 25 730 年，也就是说，春分点沿黄道每 25 730 年旋转一周，这一现象称为岁差。

进动的速率决定于“动力椭圆率”$(C-A)/C$，其中，C 和 A 分别是地球关于极轴和赤道轴的惯性矩。而地球等密度面的椭圆率从地面向下逐渐减小，地核的椭圆率仅为地幔的 3/4。如果地核与地幔是分离的，则地核进动速率为地幔的 3/4，但是地核与地幔是作为一个整体在进动，所以地幔对地核有一个力矩作用。

庞加莱研究了无粘性地核的问题。对于旋转-进动的地幔参考系，有一个类似于离心力和科里奥利力的“庞加莱力”作用在地核上

$$\boldsymbol{F}_p=(\boldsymbol{\omega}\times\boldsymbol{\Omega})\times\boldsymbol{r} \tag{3.81}$$

式中 $\boldsymbol{\omega}$ 是旋转角速度，$\boldsymbol{\Omega}$ 是进动角速度。庞加莱力有周日变化，并在地核内产生一个环型流动，使地核角速度比地幔稍小，角速度方向更偏离黄道轴。这一环型流动不能产生地磁场。

但是，地核是有粘性的，因而流动图案与无粘性时有所不同，地核角速度不再与地幔角速度及黄道轴共面。湍流会在地核中发展，地幔旋转的能

量会传输到流动的地核中，从而为发电机提供能量。

在粘性地核情况下，与核幔耦合有关的力除了庞加莱力外，还有粘性摩擦力矩和电磁力矩，估计这些力矩可以达到$10^{17}\sim10^{20}$ N·m。关于岁差转矩是否真的能够提供发电机的能量，还有待进一步研究。

人们也设想过其他的发电机能源，如地球固体潮引起核幔界面位移、内核相对于地幔的往复振荡引起外核流动等等。但是，就我们现在的知识而言，关于地球发电机能源问题尚难定论，许多重要参数，特别是地核环型场强度、粘性等尚难准确估计，地核的流动状态众说纷纭，发电机理论和数值模拟还需进一步发展和完善。

参 考 文 献

Aubert J, Brito D, Nataf H C, Cardin P, Masson J P. A systematic experimental study of rapidly rotating spherical convection in water and liquid gallium[J]. Phys. Earth Plan. Int., 2001, 128: 51-74.

Benton E R. Hydromagnetic scale analysis at Earth's core-mantle boundary[J]. Geophys. Astrophys. Fluid Dynam., 1992, 67: 259-272.

Braginsky S I. Kinematic models of the Earth's hydromagnetic dynamo[J]. Geomagn. and Aeron., 1964, 4: 572-583.

Braginsky S I. Nearly axisymmetric model of the hydromagnetic dynamo of the Earth[J]. Geomag. and Aeron., 1975, 15: 122-128.

Bullard E C, Gellman H. Homogeneous dynamo and terrestrial magnetism[J]. Phil. Trans. R. Soc. Lond., 1954, A247: 213-279.

Bullard E C. The stability of homogeneous dynamo[J]. Proc. Cambridge Phil. Trans. Soc., 1955, 51: 744-760.

Bush J W M, Stone H A, Bloxham J. The motion of an inviscid drop in a bounded rotating fluid[J]. Phys. Fluids, 1992, A4: 1142-1147.

Busse F H, Mulle U, Stieglitz R, Tilgner A. Spontaneous generation of magnetic fields in the laboratory[M]//Busse F H, Muller S C. Evolution of Spontaneous Structures in Dissipative Continuous System. New York: Springer, 1988. 546-558.

Cardin P, Olson P. Chaotic thermal convection in a rapidly rotating spherical shell: consequences for flow in the outer core[J]. Phys. Earth planet. Int., 1994, 82: 235-259.

Cardin P, Brito D, Jault D, Nataf H C, Masson J P. Towards a rapidly rotating liquid dynamo experiment[J]. Magnetohydrodynamics, 2002, 38: 177-189.

Elsasser W M. Induction effects in terrestrial magnetism. 1. Theory[J]. Phys Rev., 1946, 69: 106-116.

Gailitis A, Feibergs J. Theory of a helical MHD dynamo[J]. Magnetohydrodynamics, 1976, 12: 127-129.

Gailitis A, Lielausis O, Dementiev S, Platacis E, Cifersons A, Gerbeth G, Gundrum T, Stefani F, Christen M, Hanel H, Will G. Detection of a flow induced magnetic field eigenmode in the Riga dynamo facility[J]. Phys. Rev. Lett., 2000, 84: 4365-4368.

Gailitis A, Lielausis O, Platacis E, Dementiev S, Cifersons A, Gerbeth G, Gundrum T, Stefani F, Christen M, Will G. Magnetic field saturation in the Riga dynamo experiment[J]. Phys. Rev. Lett., 2001, 86: 3024-3027.

Glatzmaier G A, Olson P. Highly supercritical thermal convection in a rotating spherical shell: Centrifugal vs radial gravity[J]. Geophys. Astrophys. Fluid Dynam., 1993, 70: 113-136.

Glatzmaier G A., Roberts P H. Intermediate dynamo models[J]. J. Geomag. Geoelec., 1993,45: 1605-1616.

Glatzmaier G A, Roberts P H. A three-dimensional self-consistent computer simulation of the geomagnetic field reversal[J]. Nature, 1995, 377: 203-209.

Glatzmaier G A, Roberts P H. Simulating the geodynamo[J]. Contemp Phys., 1997, 38 (4): 269-288.

Gubbins D. Geomagnetism and inferences for core motions[M]//Stone D B, Runcorn S K. Flow and creep in the solar system: observations, modeling and theory. Netherlands: Kluwer Academic Publishers. 1993.

Hagee V L, Olson P. Dynamo models with permanent dipole fields and secular variation [J]. J. Geophys. Res., 1991, 96: 11673-11687.

Herzenberg A. Geomagnetic dynamos [J]. Phil. Trans. R. Soc. Lond., 1958, A250: 543-585.

Hollerbach R. On the theory of the geodynamo[J]. Phys. Earth planet. Inter., 1996, 98: 163-185.

Jacobs J A. The Earth's inner core[J]. Nature, 1953, 172: 297-298.

Jault D, Le Mouël J L. Westward drift, core motions and exchanges of angular momentum between core and mantle[J]. Nature, 1988, 333: 353-356.

Kono M, Roberts P H. Small amplitude solutions of the dynamo problem. 1. The adjoint system and its solutions[J]. J. Geomag. Geoelec., 1991,42: 839-862.

Kuang W, Bloxham J. On the effect of the boundary topography on flow in the Earth's core[J]. Geophys. Astrophys. Fluid Dynam., 1993,72: 161-195.

Larmor J. How could a rapidly rotating body such as the Sun become a magnet[J]? Rep. Brit. Assoc. Adv. Sci., 1919, 159-160.

Lowes F J, Wikinson I. Geomagnetic dynamo: a laboratory model[J]. Nature, 1963, 198: 1158-1160.

Lowes F J, Wikinson I. Geomagnetic dynamo: an improved laboratory model[J]. Nature, 1968, 219: 717-718.

Ponomarenko Y B. Theory of the hydromagnetic generator[J]. J. Appl. Mech. Tech. Phys., 1973, 14: 775-778.

Rikitake T. Oscillations of a system of disk dynamos[J]. Proc Cambridge Philos Soc., 1958, 54: 89.

Rikitake T. Electromagnetism and Earth's Interior[M]. Elsevier Publishing Company, 1966.

Roberts P H, Scott S. On analysis of the secular variation, 1. A hydromagnetic constraint: Theory[J]. J. Geomag. Geoelectr., 1965, 17(2): 137-151.

Roberts G O. Dynamo action of fluid motions with two-dimensional periodicities[J]. Phil. Trans. R. Soc. Lond., 1972, A271: 411-454.

Song X D. Seismic evidence for differential rotation of the Earth's inner core[J]. Nature, 1996, 382: 221-224.

Stieglitz R, Muller U. Experimental demonstration of a homogeneous two-scale dynamo [J]. Phys. Fluid, 2001, 13: 561-564.

白武明.地球动力学[M].北京：地震出版社,2003.

陈志强,祁贵仲. 地磁场倒转的电磁模型[J]. 地球物理学报, 1964, 13(4): 273-285.

柯林 T G.电磁流体力学[M].唐戈,郭均译.北京：科学出版社,1960.

房凯，徐文耀，朱岗昆. 地核半径及核面无通量线上流速的确定[J].地球物理学报，1986，29(2)：117-123.

马石庄.旋转分层导电流体的双扩散磁流体力学不稳定性[J].地球物理学报,1993,37：579-588.

马石庄. 地磁学中的球面各向同性随机矢量场[J].地球物理学报,1997,40：17-27.

马石庄. VGP 角散布与地磁场低阶非轴向偶极子分量[J].地球物理学报,1997,40：124-134.

谈庆明.量纲分析[M].合肥：中国科学技术大学出版社,2007.

谢鸿森.地球深部物质科学导论[M].北京：科学出版社,1997.

徐文耀. 地球深部结构和动力学特征的地磁学研究[C]//现今地球动力学问题讨论会论文集，1994.106-121.

徐文耀,魏自刚.核幔界面反极性磁斑区和地磁场倒转[J].中国科学(D辑),2001,31(8)：617-625.

第四章　地壳磁场形态学

第一节　地壳磁场的时空特点

从全球磁场减去地核主磁场后，就得到了由许许多多大小尺度不等、正负相间的磁场分布区组成的残余磁场部分。由于地幔的大部分和部分下地壳的温度高于岩石磁性矿物的居里点温度而处于无磁性状态，所以可以推断，这些残余磁场部分主要是由地壳物质的磁性产生的，因此称之为地壳磁场，也叫岩石圈磁场。如果把地核主磁场看做是正常磁场，这些残余部分是对正常磁场的偏离，因此又叫异常地磁场，或地磁异常。

按照磁异常区展布的空间尺度，地磁异常可分为空间尺度较大的区域磁异常和尺度较小的局部磁异常。在这里，所谓异常场是相对于正常的背景磁场而言的，在考虑大尺度地壳异常场时，把地核主磁场作为正常场，而在考虑小尺度局部磁异常时，更方便的是把地核主磁场加上大尺度区域异常场作为背景正常场。如果考虑的区域更小，而其周围的磁场结构简单而变化平缓，则可以把该区周围的磁场作为正常场。

地壳磁异常的最大特点是空间结构极其复杂，而在时间上却非常稳定。图 4.1 是根据磁测卫星 MAGSAT 在 400 km 高度上的测量结果计算得到的地磁场空间谱，横坐标 n 表示磁场球谐函数的阶，纵坐标表示能量密度，它清楚地显示出各种不同尺度的地磁场成分在能量上的差别。随着 n 的增大(即空间尺度的减小)，总的趋势是磁场能量越来越小。但起初能量减小很快，$n = 14 \sim 16$ 之间，减小速率明显变慢，之后能量随 n 缓慢变化，$n = 50$ 之后，能量已经很小，显示出随机起伏的形态。

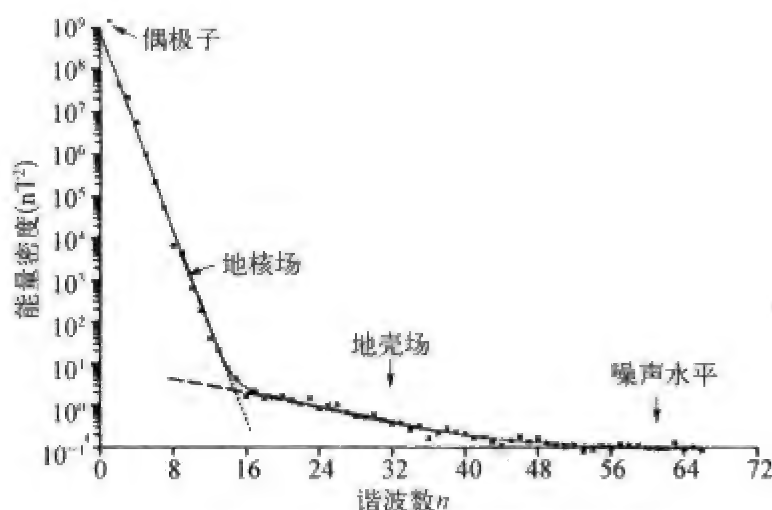


图 4.1 由磁测卫星 MAGSAT 资料得到的地磁场空间谱

最有意义的是，地磁场能谱在 $n = 14 \sim 16$ 附近发生明显转折，转折前后能谱表现出截然不同的变化规律。这意味着，地磁谱的前后两段可能对应不同的物理起源。在物理学中，能谱总是与物理过程的特征相联系，包含着过程的基本信息。能谱中的拐折点是不同物理过程的指示器。研究表明，地磁场能谱的拐折点分开了起源不同的两部分磁场：前者是源于深部的地核场，后者是源于浅层的地壳场。地核磁场有占优势的偶极场成分，而地壳场的优势成分则不太明显。一般将 $n \leqslant 10$（有时取 $n \leqslant 13$）的球谐项作为地核场部分，将 $n \geqslant 16$ 的项作为地壳场，其间几项是二者的混合，两种成分都有。

一般来说，地壳磁异常是非常稳定的，其变化的时间尺度是以地质年代（百万年量级）计算的，比地核磁场的长期变化（与气候变化的时间尺度相当，即百年到万年量级）要慢得多。然而，在一些剧烈的地质活动期间，局部地区的地壳磁场也可能发生快速变化，如火山活动时，由于热退磁效应，火山附近的磁场会发生快速变化，在地震孕育和发生时，由于压磁效应、热磁效应等原因，震源区及周围地区的磁场也可能发生快速变化。

磁异常研究有重要的理论意义和经济价值。首先，磁异常往往与有经济价值的磁性矿物（如磁铁矿）分布有成因联系，在磁性矿物富集的地方，磁场强度及其分布明显地不同于周围地区，所以磁异常测量和研究是找矿的重要手段。阿拉斯加油田和欧洲北海盆地油田就是由航磁异常发现的。与地震、重力等其他地球物理勘探方法相比，磁法勘探简便易行，成本较低，测量数据校正简单，物理意义明显。因此，磁法勘探是最早使

用的地球物理勘探方法，在金属矿构造和油气藏区域构造勘探中占有重要的地位。

第二，磁异常分布与地质构造有密切关系。海底条带状磁异常提供了海底扩张、板块构造、转换断层的重要证据；与盆地和造山带相伴随的磁异常特点是地球动力学的重要研究内容；磁性界面起伏引起的磁异常对沉积层厚度的计算、居里点等温面的估计和岩石圈热力学状态的研究是不可缺少的资料；地震、火山等剧烈构造活动时的磁异常特点为灾害预报提供了有用的途径。此外，磁异常留下了地球演化史上的一些重大灾变事件的记录。例如，在墨西哥尤卡坦半岛海外的石油航磁测量中发现了一个小行星撞击地球形成的陨石坑，这次撞击被认为是全球性灾变的原因，它导致了6 500万年前白垩纪晚期恐龙灭绝。

第三，岩石反向磁化的发现和研究导致了地磁极性倒转的重大结论。通过对比研究世界各地火山熔岩、海底和湖底沉积、黄土沉积的剩余磁性，运用同位素年龄测定技术，得到了地磁极性年表，它是地磁起源和地球演化的重要依据。

第二节　地磁异常的描述方法

地磁异常的观测资料可以通过地面磁测、海洋磁测、航空磁测、卫星磁测等方法获得。一个地区的地磁场测量值减去正常背景场后即可得到该地区的异常磁场。

描述和表达异常场分布的方法有图形法和函数法，用图形表示磁场空间结构是最直观、最常用的方法，它也是进一步进行反演以及向上或向下延拓的基础。此外，用空间坐标的函数表示磁场的结构对于建立磁异常模型也是十分重要的。

一、地磁异常的图形描述

用图形直观而形象地描绘出地磁异常的空间分布是通用的地磁异常描述方法，其中包括沿一条测线的磁场剖面图、沿多条测线的剖面平面图、一个区域或全球的分量等值线图以及水平磁场矢量图等等。

对于条带状磁异常，垂直于异常走向的剖面具有典型性和代表性，对于地质构造带来说，垂直和平行于走向的剖面可以给出构造带磁异常在宽度和长度方向上的展布范围以及磁性体的分布情况。多条平行和交叉测线，可以显示测区内地磁异常二维分布情况。图 4.2 是中国东部海区地磁总强度剖面平面图，表示消除正常背景场(国际参考地磁场 IGRF)之后的磁异常空间分布(Liu, 1994)。要详细了解一个区域的磁异常的二维分布特征，经常在测区内布置均匀网格测点，均匀网格的布局易于评估误差和进行函数拟合。



图 4.2 中国东部海区地磁总强度异常剖面平面图

如前所说，异常场是相对背景正常场而言，磁异常图表示的是观测值消除背景场之后的残差部分。正常场的选择并无绝对标准。在一个较大的区域内(如中国)，我们可以用国际参考地磁场 IGRF 作为背景正常场；在一个较小的区域(如一个省)，我们可以用国家地磁图作为背景正常场；对于更小

的区域，甚至可以用该区域及其周围区域的磁场平均值作为背景正常场。图 4.3 是根据均匀网格测量值得到的南极中山地磁台站区总强度的分布情况，表示消除正常背景场（站区磁场的平均值）之后的磁异常分布。

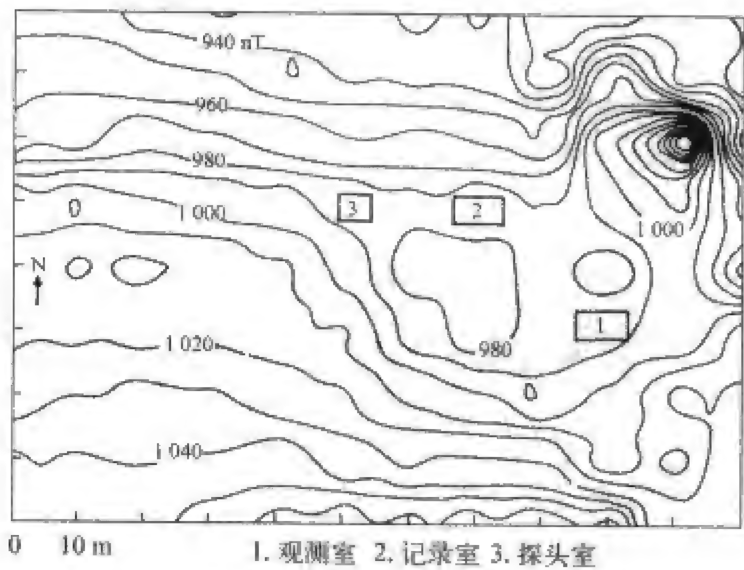


图 4.3 南极中山地磁台站区地磁总强度局部异常分布

二、地磁异常的函数表示

用图形表示磁异常分布虽然直观明了，简单形象，但是要知道具体位置的具体异常值，需要读图和量算，费时费力，而且难以得到准确的磁场值。用函数拟合磁场测值，便于对磁异常进行深入研究，如误差估计、磁性体计算、向上和向下延拓、对无测点区的磁场进行估计等等。

用来表示地磁异常的函数通常有球谐函数、多项式、样条函数、双调和函数、冠谐函数、矩谐函数等等。

1. 球谐函数（spherical harmonics）

在描述全球地壳磁场分布时，最常用的函数是球谐函数。其原理与主磁场相同，不过主磁场控制着 3 000 km 以上的长波长磁场，相应于球谐级数中 $n \leqslant 13$ 的项，而地壳磁场的波长一般小于 2 500 km，相应于球谐级数中 $n \geqslant 16$ 的项。所以描述地壳磁场的球谐级数应有较高的截断水平 $n_{\max}$。目前，最高的截断水平是美国 NGDC-720 模型，$n_{\max} = 720$，可以反映的最小空间波长约 50 km，参看图 4.18。

从原则上讲，球谐函数作为一种数学函数，既可用于全球磁场表示，也可

用于局部磁场拟合。但是,在局部磁场的情况下,球谐函数的正交性不复存在,与其他函数形式相比,无明显优点可言,仅仅是一种数学拟合,而且不一定是最好的拟合。所以球谐函数通常只用于全球主磁场和全球地壳磁场的描述。

2. 多项式(polynomial)

在区域和局部地磁异常的描述中,常用的多项式函数是泰勒多项式,其他的多项式类型(如勒让德多项式、切比雪夫多项式等)是与之等价的变换形式。

地表的磁异常分布是地理位置的函数,地理位置可以用经纬度(φ,λ)表示,也可以用相对于某一选定原点的距离坐标(x,y)来表示,于是,一个区域的磁场分布可以写成泰勒多项式的形式

$$B(\varphi,\lambda)=\sum_{i=0}^{I}\sum_{j=0}^{J}a_{ij}(\varphi-\varphi_0)^i(\lambda-\lambda_0)^j \tag{4.1}$$

式中(φ_0,λ_0)是选定的原点坐标,一般取在测区的中心。a_{ij}是待定系数,共有$(I+1)(J+1)$个,由测点的磁场值求出,测点数必须多于待定系数的总数。在作多项式拟合时必须注意,测点要尽可能均匀覆盖所研究的区域,否则,在没有测点或测点稀疏的地方将会出现不合理的结果。此外,即使测点数足够多,I,J也不可取得太大。

用磁场测量值确定多项式系数是一个多元回归问题。由于组成多项式的各项不是正交的,所以回归系数存在一定的相关性,以致在改变截断水平时,必须重新计算所有系数。在这种回归计算中,复杂性主要来自计算系数矩阵和它的逆矩阵。如果经过某种安排,能使系数矩阵变为对角阵,则不仅大大简化了计算,而且可以消去回归系数之间的相关性。

将幂函数重组,构建正交多项式函数系$T_i(x)$,$i=1,2,\cdots$以之代替一般的泰勒多项式,可以达到上述目的。

所谓函数系具有正交性,是指构成该函数系的所有函数具有如下性质,

$$\int_a^b r(x)T_i(x)T_j(x)\mathrm{d}x=\begin{cases}0, & i\neq j\\ M_i, & i=j\end{cases} \tag{4.2}$$

式中,$r(x)$叫权函数,$[a,b]$是正交区间,M_i是函数T_i的模。

初看起来,用正交多项式代替一般幂函数不过是把一般的泰勒多项式进行"重组"的一种操作。如果把正交多项式级数合并同类项,即回归到一般的泰勒多项式。但是,我们应该进一步认识这种替代可能具有的物理内涵。当我们用泰勒级数表示磁场分布时,是把多项式的每一个幂函数项看做为组成磁场的"基本元素"(基函数),整个磁场就是由这些基函数叠加而成的。例如,多项式中的常数项表示整个计算区域内磁场的平均值,一次项表示磁场随距

离的线性变化趋势，等等。拟合的目的就是求出这些元素在总的磁场中所占的份额(或者说各元素对总磁场的贡献)。

当我们用正交多项式作为“基本元素”(基函数)来拟合磁场分布时，是将总磁场分解为这样的一些成分，每一种成分不单单包含一种幂次项，而是包含着按一定大小比例组成的各种幂次项，它们构成一个“基本元素”，对总磁场产生一定份额的贡献。每个基函数本身可能暗示着一定的物理实在，就像球谐分析和傅里叶分析中的基函数一样。

在地磁异常的分析中，常用的正交多项式有勒让德多项式(Legendre polynomial)

$$\begin{cases} P_0(x) = 1, P_1(x) = x, P_2(x) = \dfrac{1}{2}(3x^2 - 1) \\ P_3(x) = \dfrac{1}{2}(5x^3 - 3x) \\ P_4(x) = \dfrac{1}{8}(35x^4 - 30x^2 + 3) \\ P_5(x) = \dfrac{1}{8}(63x^5 - 70x^3 + 15x) \\ P_6(x) = \dfrac{1}{16}(231x^6 - 315x^4 + 105x^2 - 5) \\ P_7(x) = \dfrac{1}{16}(429x^7 - 693x^5 + 315x^3 - 35x) \end{cases} \tag{4.3}$$

勒让德多项式在$[-1,1]$区间内关于权函数 $r(x) = 1$ 正交。

有时也使用切比雪夫多项式(Chebishev polynomial)：

$$\begin{cases} T_0(x) = 1 \\ T_1(x) = x \\ T_2(x) = 2x^2 - 1 \\ T_3(x) = 4x^3 - 3x \\ T_4(x) = 8x^4 - 8x^2 + 1 \\ T_5(x) = 16x^5 - 20x^3 + 5x \end{cases} \tag{4.4}$$

切比雪夫多项式在$[-1,1]$区间内关于权函数 $r(x) = (1 - x^2)^{-\frac{1}{2}}$ 正交。

图 4.4 表示泰勒级数的基函数(幂函数)和地磁学中常用的几种正交多项式。

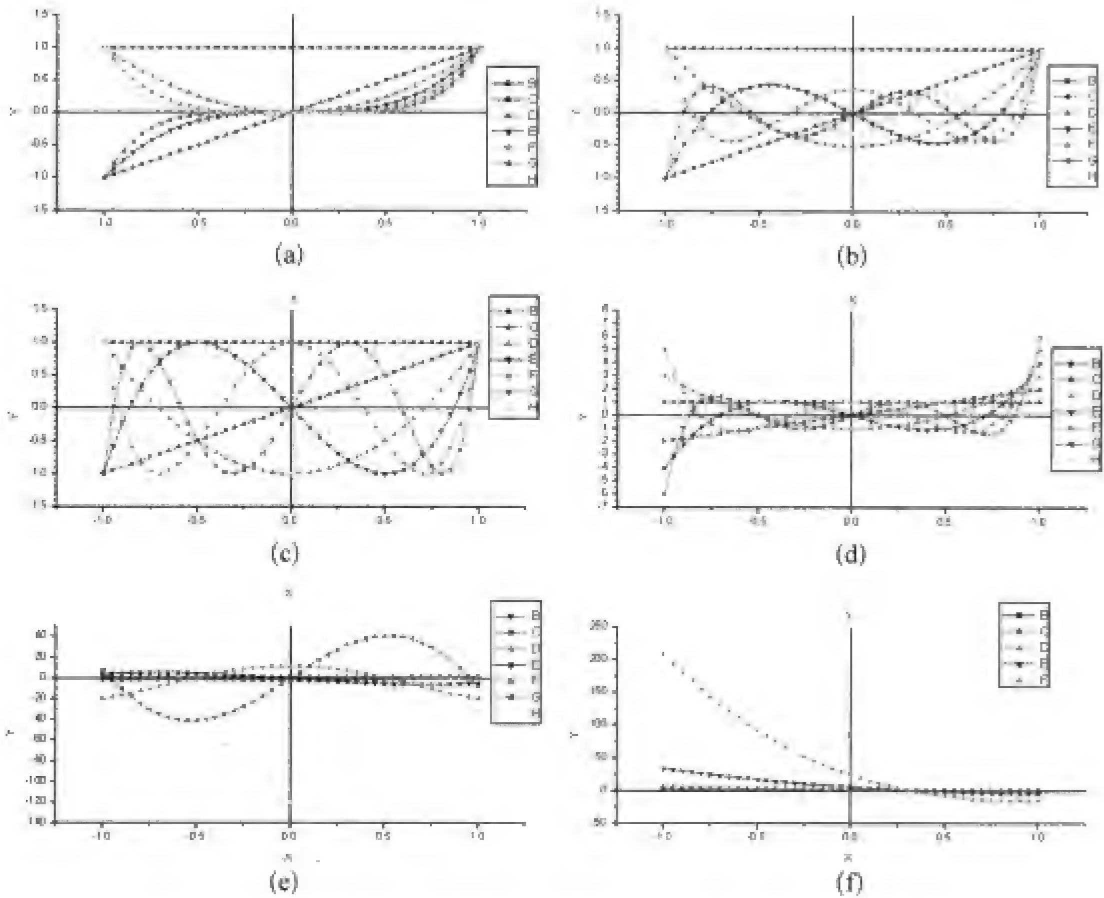


图 4.4　泰勒级数的基函数和地磁学中常用的几种正交多项式

泰勒级数的基函数(a) 和地磁学中常用的几种正交多项式：(b) 勒让德多项式；(c) 1 型切比雪夫多项式；(d) 2 型切比雪夫多项式；(e) 埃尔米特多项式；(f) 拉盖尔多项式。

3．样条函数(spline function)

在用多项式拟合磁异常分布时，常常遇到这样的问题：低次多项式虽然简单、稳定，但只能表示梯度平缓、结构简单的磁场；而要很好地表示复杂的磁异常分布，特别是当计算区域内包含一些小尺度强异常时，必须使用高次项。然而高次多项式的拟合过程有数值不稳定的缺点，特别是在没有观测数据点控制的地方，往往会给出毫无意义的奇怪结果。如果能找到一种函数，它既有低次多项式的稳定性，又能很好拟合局部复杂异常，则可克服上述困难。样条函数就是这样的一种函数。

样条函数是一类分段（或分片）光滑，各段（片）交接处具有一定光滑性的函数，简称样条。样条函数的名称来源于船体放样时用来画光滑曲线的机械样条——一种弹性细长条。用分段低次多项式，并使其在分段处满足一定光滑性，可以达到既稳定，而且收敛性又好的目的。

常用的样条函数有三阶样条、多项式样条、多项式 B 样条、基样条等，

此外还有切比雪夫样条、L 样条或微分算子样条、指数样条、圆弧样条、有理样条等各种样条函数。

在磁异常拟合中，常用如下形式的曲面样条函数：

$$B(x,y) = a + bx + cy + \sum_{i=1}^{N} F_i r_i^2 \ln(r_i^2 + \varepsilon) \tag{4.5}$$

式中 $B(x,y)$代表坐标为(x,y)的一点磁场强度，$r_i = \sqrt{(x-x_i)^2 + (y-y_i)^2}$，$\varepsilon$ 是控制拟合曲面曲率变化的小量，a,b,c,F_i 是待定系数。磁异常拟合的目的就是用实际观测值求出这些系数，计算公式如下：

$$\begin{cases} B(x_i,y_i) = a + bx_i + cy_i + \sum_{k=1}^{N} F_k r_{ki}^2 \ln(r_{ki}^2 + \varepsilon) \\ \sum_{k=1}^{N} F_k = \sum_{k=1}^{N} x_k F_k = \sum_{k=1}^{N} y_k F_k = 0 \end{cases} \tag{4.6}$$

4．双调和函数(biharmonics)

与单变量函数的傅里叶分析类似，我们可以在一个矩形区域内将双变量函数进行傅里叶展开

$$f(x,y) = \sum_{m=0}^{M} \sum_{n=0}^{N} a_{mn} \begin{Bmatrix} \cos mx \\ \sin mx \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} \cos ny \\ \sin ny \end{Bmatrix} \tag{4.7}$$

式中 M,N 是截断水平，取决于磁异常的尺度和测点数目。磁场越复杂，异常尺度越小，截断水平应该越高。高的截断水平可能在边界区域产生较大的磁场畸变，即所谓“边界效应”。因此，除非测点很密，而且边界区的测点也足够多，一般不采用高的截断水平。

5．球冠谐和级数(series of spherical cap harmonics)

在以上各种磁场拟合方法中，被拟合的磁测数据是单个分量，拟合过程也不附加其他物理考虑(如位场条件)。这样，当把不同分量的模拟结果综合在一起的时候，就可能出现不符合位场条件的矛盾情况。

球谐分析从地磁场是位场这一基本前提出发，因而在物理上是合理的。但球谐分析也有一定的局限性。首先，它要求观测点很好地覆盖整个地球表面，而广大海洋和极区磁场观测值比较缺乏，因而对全球磁场分析造成不小的影响。直至最近，地磁测量卫星才弥补了这个缺陷。其次，由于测点数目和计算量的限制，球谐级数所能反映的磁场最小空间波长也有限制。国际参考地磁场(IGRF)的球谐级数截断水平 N 通常取到 8～13 阶，包含 80～195个球谐系数，相应的最短空间波长 $2\pi R_E/N$ 为 5 000～3 000 km。

如果要求球谐级数能反映 100 km 的磁异常，需将最高阶数增加到 400，此时待求的球谐系数为 160 800 个，即使在计算技术发达的今天，这仍然是非常繁复的计算。至于只有局部地区测值的情况，球谐分析的所得到的结果既不稳定，又不可靠。

在全球问题的球谐分析中，缔合勒让德函数的阶与次（n 和 m）是整数。但是在区域或局部磁异常分析中，我们考虑的往往是球面上一定经纬度范围内的问题，因而需要考虑非整阶次的球谐函数。



图 4.5　球面上的扇形区和球冠区

扇形区在经度上扩展可以形成球面环带，在纬度上扩展可以形成球面瓣形，在经纬度上同时扩展，可以形成球面。球冠区在纬度上扩展可以形成球面。

假定我们讨论的区域是由 $\theta_1 \leqslant \theta \leqslant \theta_2$，$\lambda_1 \leqslant \lambda \leqslant \lambda_2$ 所定义的扇形区（图 4.5）。在经度 λ 方向上，用 $p = 2k\pi/(\lambda_2 - \lambda_1)$，$(k = 0,1,2,\cdots)$ 代替球谐分析中的 m，则可得到

$$\begin{cases} \sin\left(\dfrac{\lambda - \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} 2k\pi\right) \\ \cos\left(\dfrac{\lambda - \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} 2k\pi\right) \quad k = 0,1,2,\cdots \end{cases} \tag{4.8}$$

它们分别使 $\lambda = \lambda_1$，$\lambda = \lambda_2$ 边界上的函数值和函数的导数值为零。此时，p 不再是整数。

同样，在余纬 θ 方向上，整数 n 应该用非整数 q 代替，q 值可由 $P_q^p(\cos\theta)$ 的函数值为零或其导数值为零的条件来求出。

如果令 $\theta_1 = 0$，$\theta_2 = \theta_0$，$\lambda_1 = 0$，$\lambda_2 = 2\pi$，则球面扇形区变成半角为 θ_0 的球冠区，相应的球谐分析叫做球冠谐和分析（简称冠谐分析）。此时，地磁内源场的解可以写成如下形式：

$$\begin{cases} \boldsymbol{B} = -\nabla U \\ U(r,\theta,\lambda) = \sum\limits_q \sum\limits_p U_q^p(r,\theta,\lambda) \end{cases} \tag{4.9}$$

其中

$$U_q^p(r,\theta,\lambda) = a\left(\frac{a}{r}\right)^{q+1}(g_q^p \cos p\lambda + h_q^p \sin p\lambda) P_q^p(\theta) \tag{4.10}$$

在经度 λ 方向，地磁位应满足周期性条件，为此可以令各磁位项符合以下

条件：

$$\begin{aligned} U_q^p(r,\theta,\lambda) &= U_q^p(r,\theta,\lambda+2\pi) \\ \frac{\partial U_q^p(r,\theta,\lambda)}{\partial \lambda} &= \frac{\partial U_q^p(r,\theta,\lambda+2\pi)}{\partial \lambda} \end{aligned} \tag{4.11}$$

在此条件下，p 是整数，这一点与全球的球谐分析一样。

在球冠的边界 $\theta=\theta_0$，磁位及其导数的边界条件可以写成：

$$\begin{aligned} U(r,\theta_0,\lambda) &= f(r,\lambda) \\ \left.\frac{\partial U(r,\theta,\lambda)}{\partial \theta}\right|_{\theta=\theta_0} &= g(r,\lambda) \end{aligned} \tag{4.12}$$

为了能够满足上述边界条件，我们选择这样两组 q 值，一组使

$$P_q^p(\theta_0)=0 \tag{4.13}$$

另一组使

$$\left.\frac{\partial P_q^p(\theta)}{\partial \theta}\right|_{\theta=\theta_0}=0 \tag{4.14}$$

显然 q 是 p 和 θ_0 的函数。

6. 矩谐级数(series of rectangular harmonics)

球谐分析是在球坐标中解拉普拉斯方程，并将其解写成球谐级数的形式。类似地，我们也可以在一个矩形区域内解拉普拉斯方程，并将其解写成相应的级数形式。这就是矩谐分析。矩谐分析也可以看成是二维（平面）傅里叶分析在三维空间的发展，不过，在增加的第三维方向上，函数形式不再是三角函数，而是指数函数，这样才能使磁位的拉普拉斯方程得到满足。磁位和磁场强度的解也写成级数形式，其中不同阶的项反映不同空间波长的磁场分布。

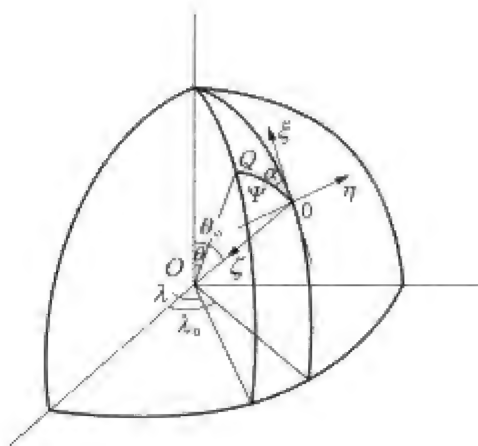


图 4.6 矩谐分析使用的直角坐标系

坐标原点 O 的地心距、余纬和经度分别为 r_O、θ_O 和 λ_O；ξ 轴位于过 O 点的子午面内，向北为正，η 轴切于地面，向东为正，ζ 轴沿地球半径方向，向内为正。

取图 4.6 所示的直角坐标系 $\xi\eta\zeta$，坐标原点 O 通常选在测区中央的地面上，它的地心距、余纬和经度分别为

r_O、θ_O 和 λ_O；ξ 轴位于过 O 点的子午面内，向北为正，η 轴切于地面，向东为正，ζ 轴沿地球半径方向，向内为正。

$r_O = R_E + h$，其中 R_E 是地球半径，h 是 O 点的海拔高度。

在地磁场源区以外的空间，磁位满足拉普拉斯方程 $\nabla^2 U(\xi,\eta,\zeta)=0$。假定磁场起源于地球内部，则拉普拉斯方程的一般解可以写成如下形式

$$U(\xi,\eta,\zeta) = U_1(\xi)U_2(\eta)U_3(\zeta) \tag{4.15}$$

将这种形式解代入拉普拉斯方程，用分离变量法求解，得到

$$U(\xi,\eta,\zeta) = A\xi + B\eta + C\zeta + \sum_\alpha \sum_\beta P_{\alpha\beta}(\xi,\eta)e^{\sqrt{\alpha^2+\beta^2}\zeta} \tag{4.16}$$

式中

$$\begin{aligned} p_{\alpha\beta}(\xi,\eta) = & A_{\alpha\beta}\cos\alpha\xi\cos\beta\eta + B_{\alpha\beta}\cos\alpha\xi\sin\beta\eta \\ & + C_{\alpha\beta}\sin\alpha\xi\cos\beta\eta + D_{\alpha\beta}\sin\alpha\xi\sin\beta\eta \end{aligned} \tag{4.17}$$

这里，α 和 β 是分离变量时引入的任意常数。由于我们感兴趣的是起源于地球内部的局部地磁场，所以可以假定引起这种局部地磁场的场源分布在有限的 ξ,η 范围内，且位于 $\xi\eta$ 坐标面的下方。

磁场分量可由磁位的负梯度求出

$$\begin{cases} B_\xi = -A + \sum_\alpha \sum_\beta Q_{\alpha\beta}(\xi,\eta)e^{\sqrt{\alpha^2+\beta^2}\zeta} \\ B_\eta = -B + \sum_\alpha \sum_\beta R_{\alpha\beta}(\xi,\eta)e^{\sqrt{\alpha^2+\beta^2}\zeta} \\ B_\xi = -C + \sum_\alpha \sum_\beta S_{\alpha\beta}(\xi,\eta)e^{\sqrt{\alpha^2+\beta^2}\zeta} \end{cases} \tag{4.18}$$

这里

$$\begin{cases} Q_{\alpha\beta}(\xi,\eta) = \alpha(A_{\alpha\beta}\sin\alpha\xi\cos\beta\eta + B_{\alpha\beta}\sin\alpha\xi\sin\beta\eta \\ \qquad - C_{\alpha\beta}\cos\alpha\xi\cos\beta\eta - D_{\alpha\beta}\cos\alpha\xi\sin\beta\eta) \\ R_{\alpha\beta}(\xi,\eta) = \beta(A_{\alpha\beta}\cos\alpha\xi\sin\beta\eta - B_{\alpha\beta}\cos\alpha\xi\cos\beta\eta \\ \qquad + C_{\alpha\beta}\sin\alpha\xi\sin\beta\eta - D_{\alpha\beta}\sin\alpha\xi\cos\beta\eta) \\ S_{\alpha\beta}(\xi,\eta) = \sqrt{\alpha^2+\beta^2}P_{\alpha\beta}(\xi,\eta) \end{cases} \tag{4.19}$$

在选定一定的截断水平后，磁场和磁位是包含有限个待定系数的函数，可以用所研究区域内一组观测点上的磁场值确定这些系数。观测点可以是地面上的地磁台、海洋中的测点或高空的飞机、气球、卫星的测点。

假定观测点分布在 $-L_{\xi/2} \leqslant \xi \leqslant L_{\xi/2}$，$-L_{\eta/2} \leqslant \eta \leqslant L_{\eta/2}$ 的矩形区

域内，令

$$\begin{cases} \alpha = \dfrac{2\pi m}{L\xi} = mv \\ \beta = \dfrac{2\pi m}{L\eta} = nw \end{cases} \tag{4.20}$$

这里，m 和 n 是非负整数，于是式(4.16)和式(4.18)可改写成便于进行数值计算的形式：

$$\begin{cases} U(\xi,\eta,\zeta) = A\xi + B\eta + C\zeta + \sum\limits_{\substack{q=0 \\ n=q-m}}^{N} \sum\limits_{m=0}^{q} P_{mn}(\xi,\eta) e^{\sqrt{(mv)^2+(nw)^2}\zeta} \\ B\xi = -A + \sum\limits_{\substack{q=0 \\ n=q-m}}^{N} \sum\limits_{m=0}^{q} Q_{mn}(\xi,\eta) e^{\sqrt{(mv)^2+(nw)^2}\zeta} \\ B\eta = -B + \sum\limits_{\substack{q=0 \\ n=q-m}}^{N} \sum\limits_{m=0}^{q} R_{mn}(\xi,\eta) e^{\sqrt{(mv)^2+(nw)^2}\zeta} \\ B\zeta = -C + \sum\limits_{\substack{q=0 \\ n=q-m}}^{N} \sum\limits_{m=0}^{q} S_{mn}(\xi,\eta) e^{\sqrt{(mv)^2+(nw)^2}\zeta} \end{cases} \tag{4.21}$$

式中

$$\begin{cases} P_{mn}(\xi,\eta) = A_{mn}\cos mv\xi\cos nw\eta + B_{mn}\cos mv\xi\sin nw\eta \\ \qquad + C_{mn}\sin mv\xi\cos nw\eta + D_{mn}\sin mv\xi\sin nw\eta \\ Q_{mn}(\xi,\eta) = mv(A_{mn}\sin mv\xi\cos nw\eta + B_{mn}\sin mv\xi\sin nw\eta \\ \qquad - C_{mn}\cos mv\xi\cos nw\eta - D_{mn}\cos mv\xi\sin nw\eta) \\ R_{mn}(\xi,\eta) = nw(A_{mn}\cos mv\xi\sin nw\eta - B_{mn}\cos mv\xi\cos nw\eta \\ \qquad + C_{mn}\sin mv\xi\sin nw\eta - D_{mn}^{e,i}\sin mv\xi\cos nw\eta) \\ S_{mn}(\xi,\eta) = \sqrt{(mv)^2 + (nw)^2}P_{mn}(\xi,\eta) \end{cases} \tag{4.22}$$

式(4.21)共包含待定系数 $2N(N+1)+3$ 个，其中 N 是所取的最高阶数，即截断水平。矩谐系数总数和所需的最少观测点数目的对应关系如表 4.1 所示（假定每个测点都有三个分量的测值）。

表 4.1 矩谐分析中最高阶数、系数个数和最少测点数的关系

矩谐级数最高阶数	2	3	4	5	8	10
矩谐系数总个数	15	27	43	63	147	223
所需最少观测点数	5	9	15	21	49	75

第三节　地壳磁场的测量

建立全球地壳磁场模型需要有密布全球的测点，人造卫星上天以前，建立磁场模型所用的资料来自地面磁测、航空磁测和海洋磁测。人造卫星上天以后，卫星磁测成了建立主磁场和地壳磁场模型的主要资料来源。磁测卫星 POGO、MAGSAT、Oersted、CHAMP、SAC－C 相继发射，不仅大大提高了主磁场模型的质量，而且使高精度、高分辨率的地壳磁场模型的建立成为可能。

一、地面磁测

在陆地表面进行磁场测量一直是获取地磁场信息的主要途径。地表磁测不仅是编绘国家地磁图的基础，也是建立全球主磁场模型的基本资料来源，更是磁法勘探的主要方法。即使在卫星磁测的作用越来越显重要的今天，地面磁测仍然是不可或缺的。

地面磁测资料来源于固定地磁台站的连续观测和复测点的定期重复测量，其中，固定台站的连续记录用于周围测点的日变改正以及磁扰消除，也用于更大范围内长期变化修正。图 4.7 是综合磁场模型 CM3 使用的全球地面台站分布图。

地磁复测点是根据区域地磁图和地磁模型分辨率而布设的台阵，它应该覆盖整个测区，并尽可能均匀分布(参看图 1.36)。一般复测周期为 5～10 年，也有更短的。不同年代复测点的磁场测量值是研究地磁场长期变化和地磁场建模的基本资料。

二、海洋磁测

利用船只携带仪器在海洋进行地磁测量，不仅为编绘全球地磁图提供了占地球表面 70％面积的海洋磁场测值，而且为建立全球地磁数据库和全球地壳磁场模型、研究海洋地质和海底资源提供了重要资料。此外，海洋磁测还是一种探明沉船、礁石等障碍物的海道测量方法。事实上，仅仅为了航

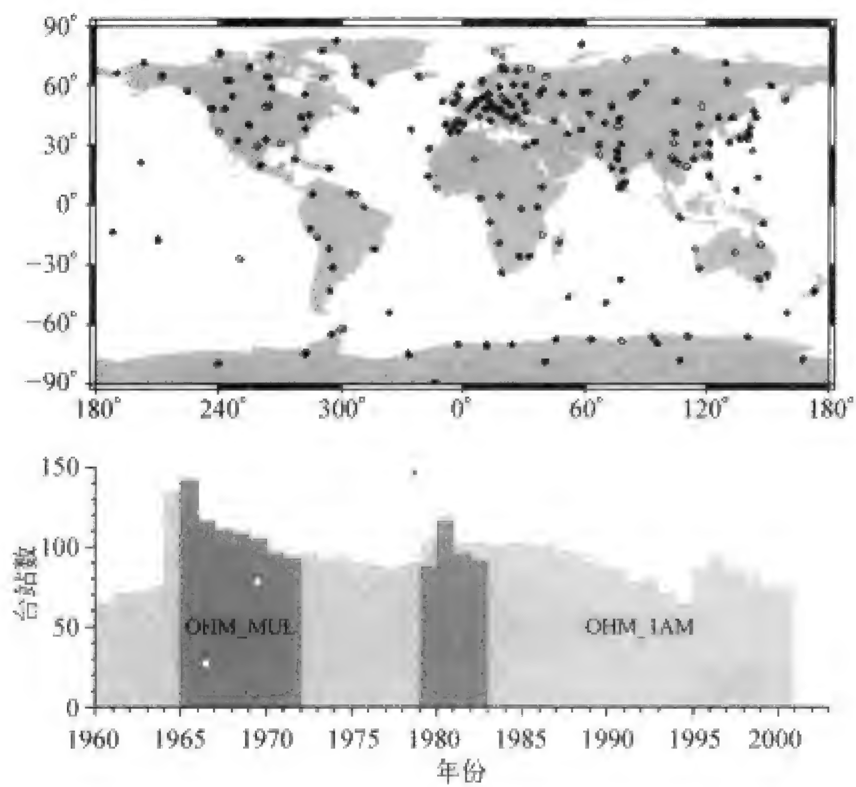


图 4.7 综合磁场模型 CM3 使用的全球地面台站(上图)以及台站数量随时间的变化(下图)

这些台站的时均值和年均值用于建模。

海定向，海洋磁测就是绝对必要的。世界最早的地磁图就是大西洋海区的磁偏角等值线图。

海洋磁测主要有三种形式：一种是在无磁性船上安装地磁仪器，一种是用普通船只拖曳磁力仪，一种是把磁力仪沉入海底。第一种方法使用得最早，拖曳式质子旋进磁力仪在 20 世纪 50 年代后开始用于总强度测量，拖曳电缆长度大于船长三倍。70 年代末，质子旋进磁力仪才用于海底磁场的直接测量。1905～1929 年，美国卡内基研究所在太平洋、大西洋、印度洋等海域进行了大规模的海洋磁测，取得了大量磁偏角、磁倾角、水平强度资料。1957 年以后，苏联用曙光号无磁性船完成了印度洋、太平洋、大西洋的磁测，获得了大量总强度、水平分量、垂直分量和磁偏角资料。

海洋磁异常通常很强，距海底 2～5 km 的海面上测得的磁异常，其峰-峰幅度可达几百乃至上千 nT。海洋磁测最常用的是总强度，而总强度异常所反映的是在磁场平均方向上的变化。所以，磁异常的解释取决于观测点的纬度。

三、航空磁测

用飞机携带磁力仪在空中进行地磁测量是速度快、费用低的一种常用磁测方法。最初的航空磁测是为了潜艇侦查，后来用于探矿，现在航测资料是研究地壳磁场的重要资料。为了减小飞机本身磁场对测量的干扰，要把磁测探头用缆绳拖在机舱外。航磁测量可以分为两种类型：一种是用核旋或光泵磁力仪进行地磁总强度标量测量，另一种是用分量核旋仪或磁通门磁力仪测量地磁分量，后者的难度比前者大得多。测量地磁总强度时，常采用低高度（几十米或几百米）、密测线（线距为几百米或几千米）的方案。高分辨率航磁测量的飞行高度一般为150～300 m，线距1.5～3.2 km，对于特定地区，飞行高度可降低到80～100 m，线距加密到400～500 m。测量地磁场分量时，飞行高度为几千米，线距为几十千米。

规模最大的区域性航磁测量是美国海军在1950～1990年"磁铁"计划中完成的，其目的是为了编制全球地磁图，这是舰船导航必需的图件。图4.8是这一庞大磁测计划的航线图，飞行高度为4.6～7.6 km，航行精度由初期的±9.3 km逐步改善到±100 m。磁测使用的仪器是三分量磁通门磁力仪，实际测量精度达到±15 nT。随着航磁技术的改进，航磁图的等值线间隔由标准的10 nT提高到中等间隔1 nT，又提高到0.1 nT。图4.9给出一个海底山的磁异常证据。

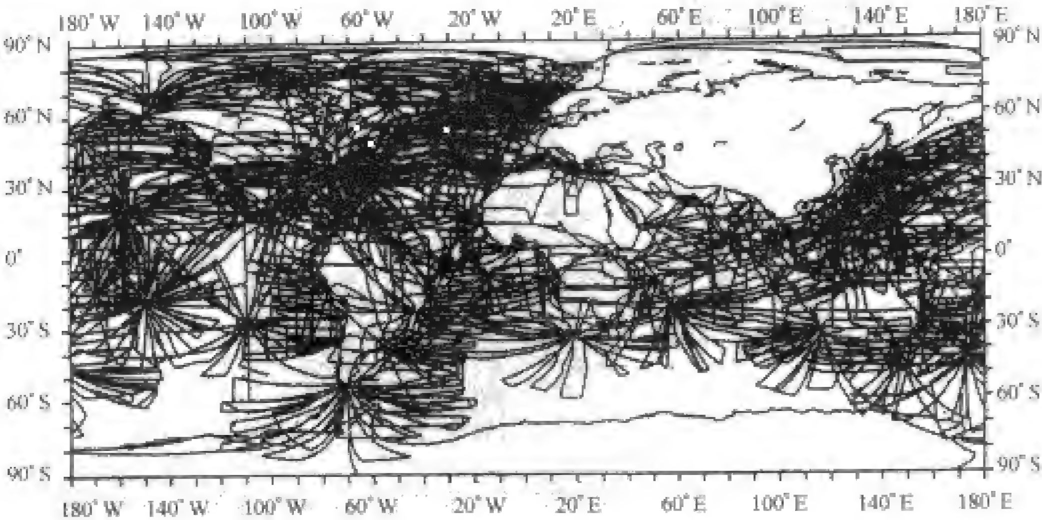


图4.8　美国航空磁测"磁铁"计划的航线图

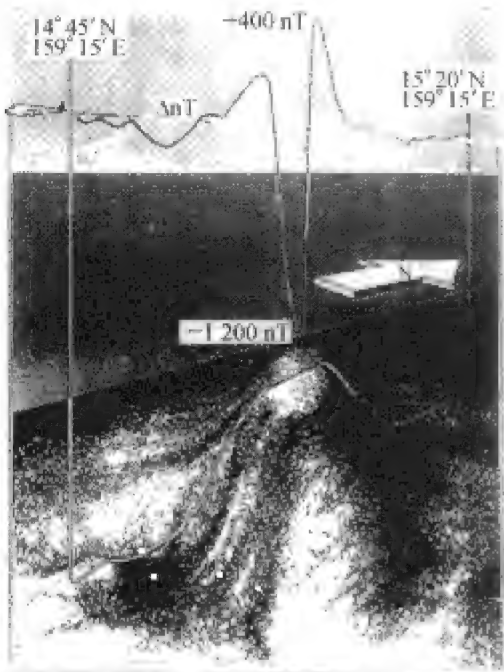


图 4.9　用航磁探测海底山脉

要想了解一个地区磁场分布的详细情况，需要加密测网。鉴于南极地区在全球构造和地质演化历史上的特殊作用，也由于南极及其邻近海域潜在的资源前景，从国际地球物理年开始，各国更加强了对南极的考查。南极大陆常年覆盖巨厚的冰雪，给地质野外考察带来极大的困难。在此情况下，地磁、重力等地球物理场的测量变得格外重要。现在，各国科学家正在完善各种测量，建立南极数据库。图 4.10 是用来建立地磁数据库的航磁和海磁测线。

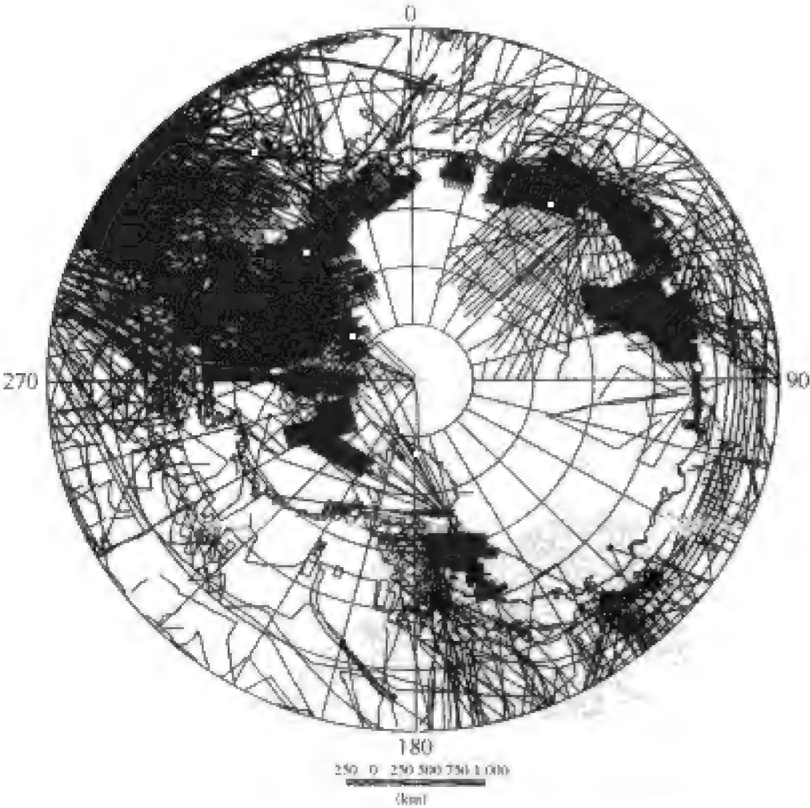


图 4.10　南极及其邻近海域的航磁和海磁测线

四、卫星磁测

地面磁测精度高、费用低、方便易行，但速度太慢。原始磁测资料要进行日变和磁扰改正、不同时期的测量值要进行长期变化改正和通化处理、不同测区的结果要进行比较和拼接、不同类型不同精度仪器在测量前后要与标准台仪器比测，确定仪器差并加以改正、高山和荒漠等不易到达的地方缺少数据，所有这些都会影响最后地磁图和地磁场模型结果的精度和可用性。航空磁测和海洋磁测速度快，几乎不受地形限制，适于大面积扫描，极大地弥补了上述不足，但要进行全球的三分量普测，也非易事。

卫星磁测为全球磁场的高精度快速测量提供了有力的工具，开辟了地磁测量的新纪元。通过卫星磁测，可以在很短的时间内获得全球磁场资料，不仅可用来建立主磁场模型，而且可以研究全球范围的磁异常分布特点，构建全球地壳磁场模型。此外，卫星磁测可用来研究地球本体以外的空间地磁场结构和电离层-磁层电流体系。

1. 选择磁测卫星时的一些考虑

根据不同的测量目的，可以选择不同高度的卫星轨道。低轨卫星有利于测量地磁场的精细结构，但由于空气阻力使轨道降低而寿命较短，不宜进行长期测量。地球同步轨道卫星距离地心 6.6 个地球半径，只能发现地磁场大尺度结构，而且当日冕物质抛射等太阳活动事件发生时，向日面磁层边界在增大的太阳风压力作用下，会被压缩到地球同步轨道以内，此时，卫星暴露在磁鞘区的湍流太阳风中，测到的是太阳风磁场，而不是地磁场。所以，测量地磁场的卫星高度一般选择在 600～2 000 km，绕地球一周的时间为 1.5～3.5 小时。

为了使卫星测量轨道能覆盖整个地球表面，必须选择极轨，即轨道倾角（轨道平面正法线方向与地球自转轴的夹角）接近 90°，倾角大于 90°的轨道叫逆行轨道，在此种轨道上，卫星运行方向与地球自转方向相反。图 4.11 是一个倾角小于 90°的极轨卫星运行轨道和覆盖地球表面的示意图。

轨道平面的选择是一个重要的问题。因为卫星在电离层内或电离层以上飞行，电离层电流体系是最接近磁力仪的磁场源。为了尽可能减小电离层的影响，或者较容易消除电离层起源的磁场，通常采用晨昏面太阳同步轨道。所谓“太阳同步轨道”是卫星轨道平面绕地轴旋转的角速度等于地球绕太阳公转的角速度的一种轨道。晨昏面太阳同步轨道卫星总是在地球晨昏

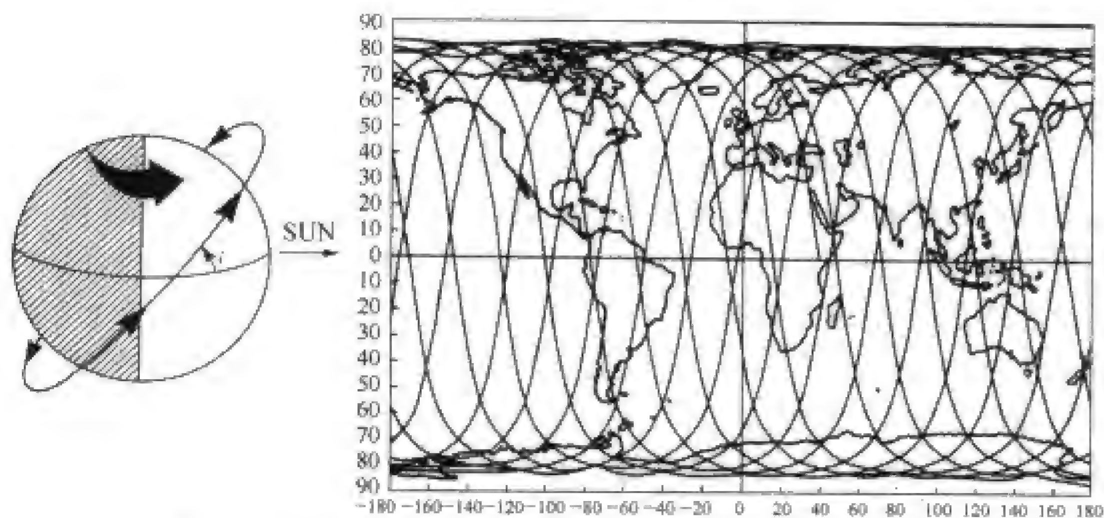


图 4.11 极轨卫星运行(左图)和轨道覆盖地面的情况(右图)

子午面内运行,这样可以减小电离层夜间极光带电集流和白天 S_q 电流体系和赤道电集流的影响。此外,卫星总是处在太阳照射下,不会进入地球阴影区,从而有利于卫星太阳能电池的工作。

2. 主要的磁测卫星

1958 年,前苏联发射了第一颗测量地磁场的卫星("人造地球卫星"3号),上面装有磁通门矢量磁力仪。以后又有美国的"先锋"3 号,前苏联的"宇宙"26 号、49 号、321 号等,这些卫星只携带测量总强度的质子旋进磁力仪或光泵磁力仪。后来的卫星装备精度更高的磁力仪,除总强度外,还有矢量磁场三分量测量。进行全球磁场测量的卫星主要有:

(1) POGO 系列卫星

就建立全球磁场模型而言,真正意义上的卫星磁测始于美国的 POGO 系列卫星(Orbiting Geophysical Observatories)如图 4.12(a)所示。在 1964.9~1969.6 期间,美国先后发射了 6 颗 POGO 卫星,进行了各种地球物理实验,其中就有地磁场总强度测量。卫星轨道高度为 4 326~66 550 km,倾角 71.2°,重量 588 kg。

(2) MAGSAT 地磁卫星

MAGSAT 卫星(Magnetic Satellite,又叫探险者 61 号)是 1979 年 10 月 30 日美国地质调查局(USGS)和国家航空航天局(NASA)联合发射的专用磁测卫星,卫星重量 158 kg(图 4.12(b))。卫星沿晨昏子午面附近的太阳同步轨道运行,轨道倾角 96.76°。因此,除了极区很小一块球冠面积外,卫星可以连续地扫描整个地球表面。卫星轨道近地点 352 km,远地点 561 km,平均高度 400 km,近似圆轨道,非常局部的地面磁异常对这一高度

的磁场影响很小。卫星装备铯蒸汽标量磁力仪和磁通门矢量磁力仪，总强度精度为 2 nT，分量精度为 6 nT。为了实现这一精度，用两架照相机确保卫星姿态测量精度小于 10～20 秒弧。采样频率总强度每秒 8 次，矢量每秒 16 次。

MAGSAT 卫星从 1979 年 10 月 30 日一直工作到 1980 年 6 月 11 日，有效工作七个半月，测得的资料以不同形式向用户提供。磁测资料经过轨道、姿态等校正后，还要按地磁活动情况，消除磁层和电离层电流体系的影响，然后才能用来研究地核主磁场和地壳磁异常。

(3) Oersted 地磁卫星

1999 年 2 月 23 日丹麦发射了磁测卫星 Oersted(图 4.12(c))。卫星重 62 kg，大小为 34 cm×45 cm×72 cm，伸竿长 8 m。卫星近地点约 640 km，远地点约 850 km，倾角 96.5°。卫星的主要目的是提供高精度全球磁场测量资料，与 MAGSAT 相结合，建立新的地磁场模型，研究地磁场长期变化。此外，还要研究太阳风能量向地球空间的传输。

与 MAGSAT 相比，Oersted 地磁卫星在许多方面有重大改进，磁力仪和星成像仪的精度更高。此外，卫星轨道相对于太阳的方向也不同于 MAGSAT，所以可以得到关于磁层电流全球分布的新信息。

(4) CHAMP 卫星

CHAMP 卫星(CHAllenging Minisatellite Payload)是德国的一个小卫星计划，于 2000 年 7 月 15 日发射(图 4.12(d))。卫星重 522 kg，倾角 87.3°，伸竿 4 m 长。CHAMP 的目的是地球科学和大气科学的研究与应用，由德国波茨坦的 GFZ 组织管理。卫星上装有磁力仪、加速度计、星体探测器、GPS 接收器、离子漂移器等多种有效载荷，共同观测，互相补充，使 CHAMP 成为一个高精度、多功能的卫星。卫星的近极地轨道、低高度和长周期极其有利于对地观测和全球扫描。所以，CHAMP 将第一次给出重力场和地磁场的高精度同时测量资料，为地球位势研究做出重大贡献。此外 CHAMP 的掩星观测对大气和电离层研究也非常重要，并服务于天气预报和空间天气预报。

(5) SAC-C 地磁卫星

2000 年 11 月 21 日阿根廷/美国合作发射了 SAC-C 卫星(又称 Oersted-2)，其目的是研究地球大气、电离层和地磁场的结构和动力学。卫星重 475 kg，大小为 2.1 m×1.9 m×1.7 m，在固定地方时的极地轨道上飞行，从而弥补了 Oersted 和 CHAMP 卫星轨道漂移的缺陷。

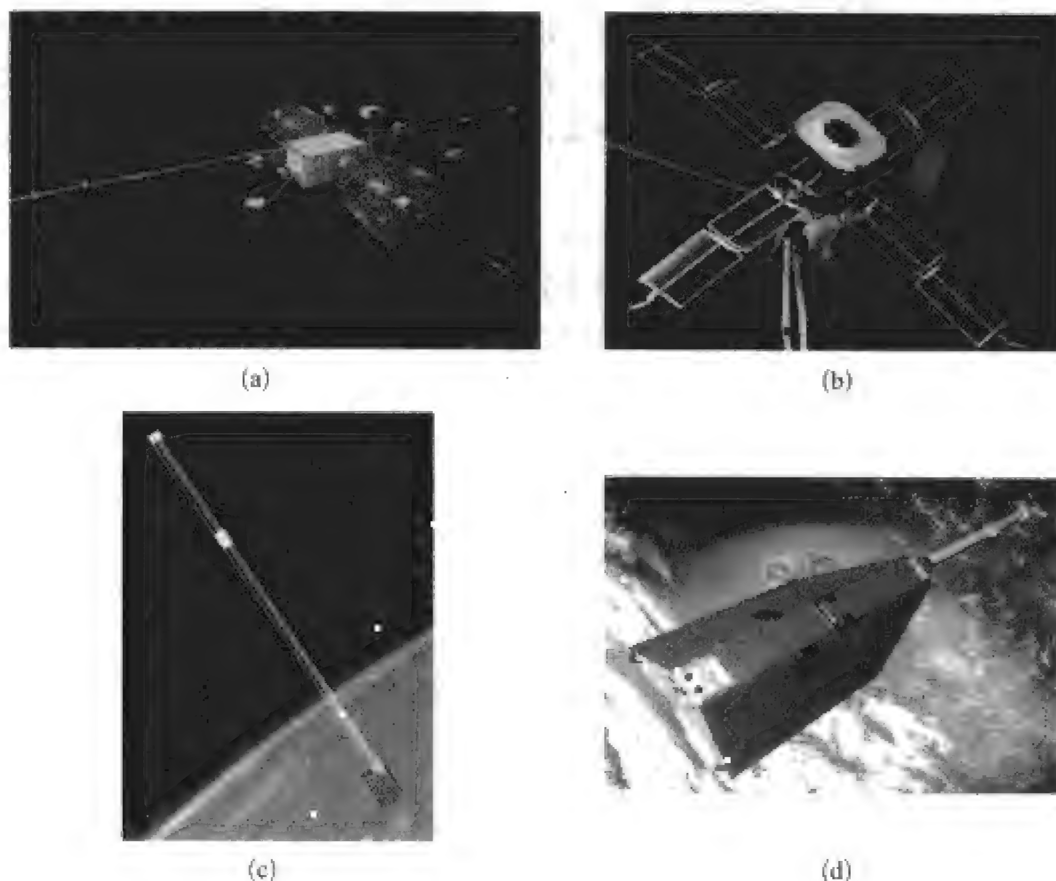


图 4.12 磁测卫星的外形

(a) POGO(1964～1969,美国);(b) MAGSAT(1979,美国);(c) Oersted(1999,丹麦);(d) CHAMP(2000,德国)。

(6) Swarm 地磁卫星

Swarm 是欧空局 ESA 在 Living Planet Programme 中的一个卫星计划,将在 2009 年将 3 个卫星发射到 3 个不同的极地轨道上,从而可以在不同位置进行地磁场的同时测量,提供地磁场方向和强度的高精度数据。

除此之外,还有南非和澳大利亚的磁测卫星也在计划之中,中国的地磁卫星也在积极筹备之中。

第四节 全球地壳磁场模型

利用地面磁测、航空磁测和海洋磁测资料建立全球地壳磁场模型,这是

早期的做法;利用一颗卫星的资料可以单独建立模型,这是每一颗磁测卫星的常规任务;而当代地磁场建模的做法和趋势是尽可能综合所有卫星和所有地面资料,以建立分辨率和精度更高的全球模型。

美、英、俄等国的地磁研究者在为 IGRF 模型提供候选模型的同时,又根据自己的观测研究结果和应用需求,发展出其他几种磁场模型,特别是地壳磁场模型。

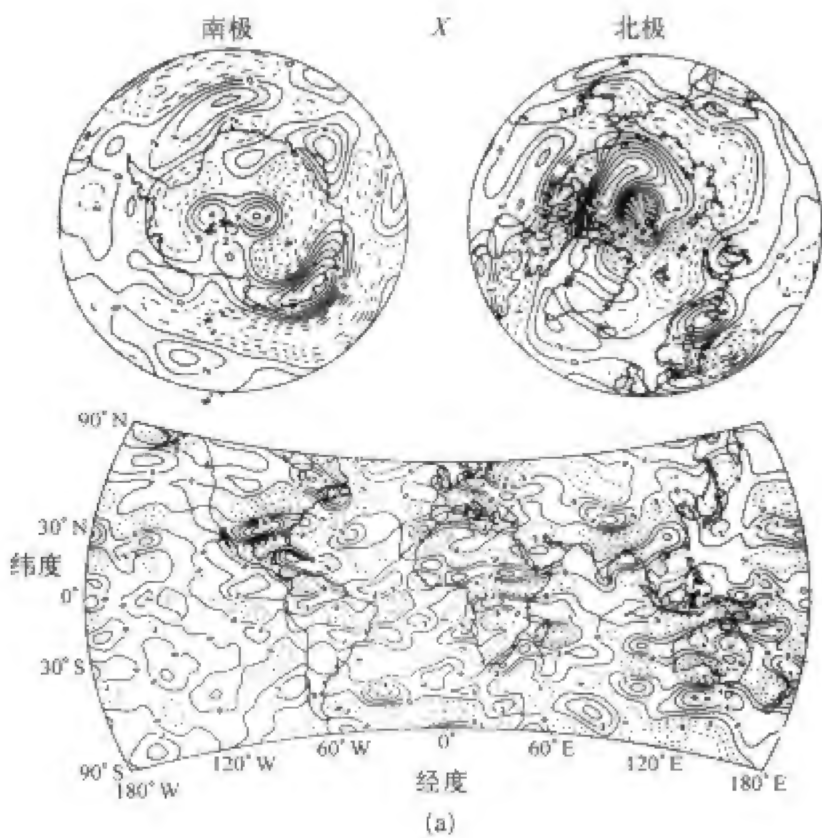
在对比分析不同的地壳磁场模型时我们注意到,不同模型显示的地壳磁场结构虽然大体相似,但是也有许多明显的差异,这些差异要比不同的主磁场模型的差异大得多。主磁场的差异(如 MAGSAT 模型与 Oersted 模型之间的差别)主要反映了磁场的长期变化,而地壳磁场的差异则不能用长期变化来解释,因为地壳磁场时间变化的尺度要长得多。造成这些差异的原因主要有以下几个方面:资料来源不同(包括测量时间、资料多少、测点覆盖率、测量高度、测量精度等),处理方法不同(包括拟合函数的选择、截断水平的确定、不同资料权重因子的考虑、误差估计等),建模目的不同(服务导航、用于找矿、研究环境、预报灾害等)。

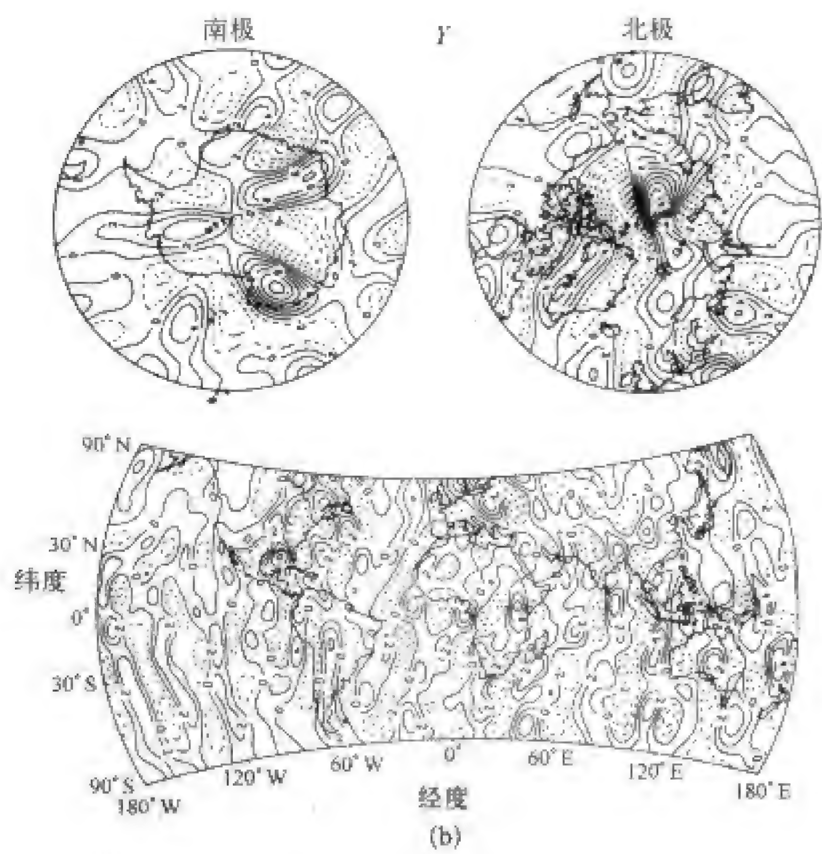
一、MAGSAT 模型

图 4.13 是用 MAGSAT 资料对全球磁异常研究的一个例子,在这项研究中,先用卫星资料建立 $N = 29$ 的全球磁场球谐模型,称作 M051782 模型,它既包括地核主磁场,又包括大尺度地壳磁场。把 $n \leqslant 13$ 的项作为地核主磁场,从模型中减去,得到剩余磁场即为地壳异常场。

由图可以看出,在 400 km 高度处,中低纬度地区的最大磁异常不超过 ±10 nT,极区个别地方达到 ±20 nT。用这一磁场模型还可以计算出地面磁异常分布。结果表明,除了强度之外,等值线的位置、异常区的结构和异常值的相对大小均与 400 km 高度的磁场异常图相似,在大约 2 000 km 的水平距离上,磁场只有几十 nT 的变化。

地壳磁场模型显示的磁异常反映了地壳整体磁性的区域变化,勾画出海洋、大陆和不同地质体特性,如古老地盾、沉积盆地、俯冲带等等。在 Z 分量异常图中,我们可以清楚地看到活动地质块体青藏高原负异常达到 −9 nT,并向东北方向延伸到内蒙东部。在青藏高原负异常的北面是塔里木盆地正异常(约 6 nT),而在其西南侧有四川盆地正异常(约 8 nT),向东北延伸,与华北平原正异常(约 6 nT)、松辽盆地正异常(约 2 nT)连成一条北东走向的正异常条带,该条带向西南延伸直到印度(约 4 nT)。在非洲中


南极
X
北极
90° N
30° N
纬度
0°
30° S
90° S
180° W
120° W
60° W
0°
60° E
120° E
180° E
经度
(a)


南极
Y
北极
90° N
30° N
纬度
0°
30° S
90° S
180° W
120° W
60° W
0°
60° E
120° E
180° E
经度
(b)

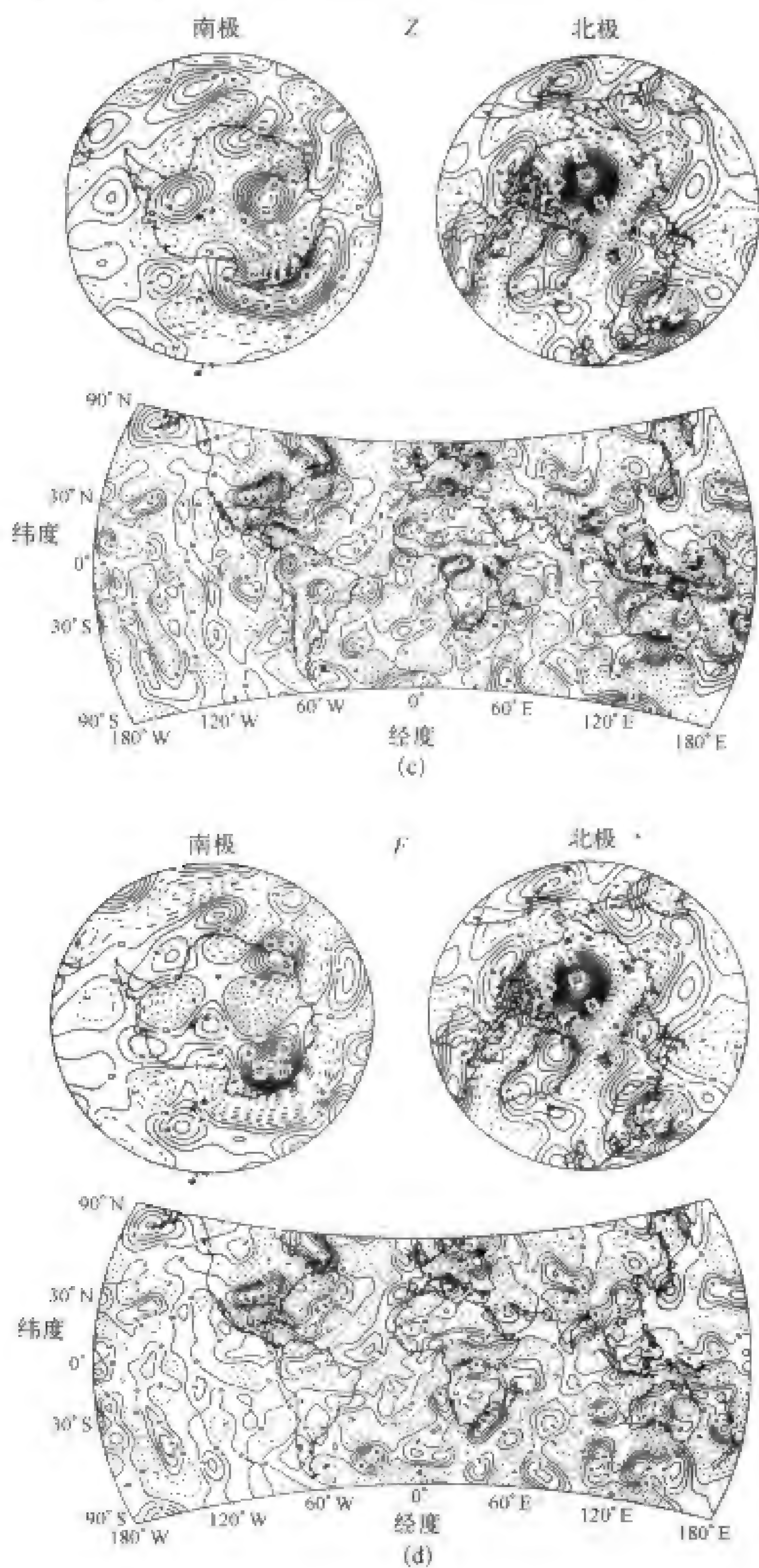


图 4.13 用 MAGSAT 资料得到的 1980 年全球磁异常

400 km 高度，等值线间隔 2 nT，正负异常分别用实线和虚线表示。

(a) X 分量；(b) Y 分量；(c) Z 分量；(d) 总强度 F。

部，有强度达到 8 nT 的强 +Z 异常区，这就是著名的班吉异常（Bangui，中非共和国首都），其南北两侧是强度稍弱的 −Z 异常。在北美中部，一条 +Z异常带横贯美国东西，最大强度超过 10 nT（肯德基异常，Kentucky），在其南面的墨西哥湾是一个同样强度的 −Z 异常区，在其北侧的加拿大则几乎完全被负异常区覆盖。在欧洲中东部有库尔斯克（Kursk）正异常，在斯堪的纳维亚半岛有 Kiruna 正异常。在南北极地区，磁异常的强度明显增大，如格陵兰正异常＞8 nT，而北冰洋正异常＞22 nT，东南极威尔克斯（Wilkes）负异常在 −20 nT以上。

由于 MAGSAT 地壳磁场模型只包括 $n = 14 \sim 27$ 的球谐项，相应的最小空间波长为 1 500 km。此外，模型参考高度是 400 km，小尺度的弱异常不能在模型中显示。

在其他分量图和总强度图中，也可以看到这些主要磁异常的特点，不过图案形状、展布位置和异常正负号不会完全相同。

二、Oersted 模型

在"国际地球位势研究十年"（International Decade of Geopotential Research）计划期间，丹麦、德国、阿根廷和美国连续发射了三颗磁测卫星：Oersted（丹麦，1999 年 2 月）、CHAMP（德国，2000 年 7 月）和 SAC-C（即 Oersted-2，阿根廷/美国，2000 年 11 月），标志着一个磁测新纪元的开始。美、丹地磁学家综合利用三颗卫星组成的星座磁测资料，建立了地磁场模型新系列——国际十年地磁场模型（International Decade Earth Magnetic Model，简称 IDEMM），精度超过以往任何地磁模型，其中包括 OIFM（Oersted Initial Field Model）、OSVM（Oersted Main and Secular Variation Model）、CO2（CHAMP/Oersted/Oersted − 2 Model）、CO2 +（Improved CO2 model）等模型。在此基础上，又提出了一个改进的磁场模型——Oersted-05 模型，模型的截断水平提高到了 $n_{max} = 49$，对应的最小空间尺度约为 800 km。

图 4.14（见彩页 4）是该模型 $n = 14 \sim 44$ 的球谐项表示的地面地壳磁场总强度（上图）和 B_r 分量分布图（下图，注意：$B_r = -Z$）。由于是地面磁异常，所以异常幅度大为增强，分布在 −80～ +80 nT 之间，比 MAGSAT 模型给出的 400 km 高度地磁异常大 1 个量级。从图中可以清楚地看到青藏高原 − Z异常、非洲中部 + Z 异常、北美中部 + Z 异常。由图 4.14 我们还看到大陆和海洋磁异常的明显差异：欧洲、北美洲、非洲、澳大利亚洲、南极洲

等大陆地区磁异常较明显，而海洋磁异常相对较弱，大致呈南北延伸的条带状分布。

三、CM 模型

美国和丹麦的地磁学家把 POGO－MAGSAT 和 Orsted－CHAMP－SAC 两代磁测卫星和地面磁测连接在一起，推出了新型的地磁场模型和地磁图——“地磁场综合模型”(comprehensive model of geomagnetic field，简称 CM)，其中包括地壳磁场模型。

CM3 和 CM4 地壳磁场模型的高端截断水平提高到 $n_{\max} = 65$，最小空间尺度约为 600 km。所以，它比 MAGSAT 模型更为精细。CM3 模型包括了 $n = 15 \sim 65$ 的全部球谐项，CM4 模型包括了 $n = 16 \sim 65$ 的全部球谐项。由于低端截断水平不同，CM3 和 CM4 之间也存在一些差异。

图 4.15(见彩页 4)(a)是 CM3 模型给出的 400 km 参考高度上 B_r 分量异常(注意：$B_r = -Z$)，图 4.15(b)是 CM4 模型的给出的总强度异常，这两个模型显示了与 MAGSAT 类似的异常分布。由于截断水平高，所以有更多的细节被显示出来。

四、CHAMP 模型

CHAMP 卫星经过 2000 年以来六年的测量，为建立地壳磁场模型提供了高精度的磁场资料。在前四代模型 MF1～MF4 的基础上，第五代 CHAMP 模型 MF5 问世，它只使用最近三年飞行高度较低、轨道分布更圆更均匀的卫星资料，球谐级数展到 100 阶。经过仔细选择资料，合理的修正和滤波去倾，降低了噪声水平。该模型适用于描述地壳磁异常，并用于推测岩石圈的组成和结构。它也可以作为大陆异常图、全球尺度海洋异常图以及航磁异常图的长波长部分使用。

图 4.16(见彩页 5)(a)和(b)分别以印度和南极-澳大利亚地区为例，显示从第一代模型 MF1 到第五代模型 MF5 的演变和改进。由图可以看出，模型的分辨率在不断提高，特别是在南极-澳大利亚地区，模型的变化更为明显。由于极光卵和极光电集流的影响，在纬度较高的地区，外源磁场干扰的消除是一个重要问题。由于地壳信号相对较弱，增加了成图的困难。MF5 模型采用了数据处理新技术，使模型质量大为改善。

图 4.17(见彩页 6)是 MF5 模型给出的大地水准面上地壳磁场 Z 分量

的全球分布。

五、NGDC-720 模型

MAGSAT 模型的 1 500 km 分辨率和 CM 模型的 600 km 分辨率已属不易，但对于导航来说还嫌太粗。为了适应导航的需求，美国和英国在建立“世界地磁模型”(World Magnetic Model，简称 WMM)，并为 IGRF 提供候选模型的同时，建立了截断水平高达 720 的精细地壳磁场模型 NGDC-720。

NGDC-720 模型用 $n=16\sim720$ 共计 519 585 个球谐项表达地壳磁场的磁位，对应的空间波长 $l=2\pi R_E/n$ 的范围是 2 500 km～56 km，$n_{\max}=720$ 的截断水平相应于角波长 30 弧分，因而，模型的分辨率达到 15 弧分。

NGDC-720 模型是利用卫星磁测、海洋磁测、航空磁测以及地面地磁巡测的资料编绘而成的。首先，把航磁和海磁的资料综合归算到共同的网格点上。由于卫星资料给出的长波长磁场比较可靠，所以，波长大于 400 km的磁场成分用德国 CHAMP 卫星的地壳磁场模型代替。最后，用标准的最小二乘反演方法求出磁位的高斯系数。

图 4.18(见彩页 7)是 NGDC-720 模型给出的地球大地水准面上地磁垂直分量的分布图。紫色区域的正异常达到 150 nT 以上，黑色区域的负异常值超过 -150 nT，这要比 Oersted-05 模型给出的磁异常大 1 倍左右。

六、NGDC 世界地磁异常图

图 4.19(见彩页 7)是美国地球物理数据中心 NGDC 构建的世界磁异常图，它是在麦卡托投影和极射赤面投影下世界大地坐标系 WGS84 椭球面以上5 km的磁场分布，整个异常图用自然色标表示：红色表示正异常，蓝色表示负异常。大多数磁异常在 ±10 nT 范围内。图中的白色线勾画出地质构造单元：海岭、断裂带、海沟等等。

七、世界数字地磁异常图 WDMAM

世界数字地磁异常图(The World Digital Magnetic Anomaly Map，简称 WDMAM)是一项国际合作计划，其目的是综合所有能得到的近地面和卫星磁异常资料，包括地面磁测、航空测量、海洋磁测和卫星磁测资料，在海

拔5 km高度上，构建全球3弧分(约5 km)分辨率的磁异常图。IAGA邀请各国地磁学家，收集了半个多世纪以来全球海洋磁测和航空磁测的地磁异常资料，建立一个高精度数字模型。由于地核主磁场不断在变化，而且，不同时段、不同来源的资料的质量和覆盖面不同，要把这些资料有机而协调地综合在一起是一件极富挑战性的工作。

图4.20(见彩页8)是美国NGDC为世界数字地磁异常图提供的一个候选模型(a)及其北大西洋部分的放大立体图(b)。

第五节　区域地磁异常模型

作为国土资源的重要资料，世界各国定期地对本国地磁场进行巡测，编绘国家地磁图，建立相应的区域磁场模型。

一、建立区域磁场模型应考虑的几个问题

1. 磁测资料

磁场实测资料是编绘地磁图的基础资料，决定着地磁图的最后质量。区域地磁图主要依据该区域地面、航空和卫星磁测结果，其中包括固定地磁台、地磁复测点和一些临时测点的地磁要素测量值。实测数据经过长期变化改正后统一归算到某年的元月一日零时，以此为基础所编绘的地磁图就叫做该年代的地磁图。长期变化改正可使用固定地磁台的长期记录，也可用国际参考地磁场提供的长期变化模型。

为了减小地磁图和磁场模型的边界效应，以便更好地与邻国地磁图衔接，应该尽可能使用周边地区和海洋的磁测资料。在资料稀少的地方，还可以利用国际参考地磁场模型来补足必要的数据。自从磁测卫星投入运行以来，有大量高精度的资料可资利用，区域地磁图的编绘也与世界地磁图同步进入卫星时代。

2. 磁场模型

与世界地磁图一样，区域地磁图的编绘同样是一项综合研究工作，它不仅涉及浩繁的数据整理、通化和组织工作，而且与数学模型的选择、数值方法的比较、误差分析和边界问题的处理有密切关系，与主磁场、长期变化、局

部异常特征及其成因等物理问题的深入研究相辅相成。从本质上讲，编绘地磁图和建立地磁场模型的目的在于根据有限的离散观测资料，以时空连续函数的形式(或以图或以数学表达式)表达地磁场的时空结构特征，预言没有实测资料的那些空间和时刻的磁场值。在这一点上地磁图和磁场模型是共同的。为了达到这一目的，对磁场的描述必须尽可能考虑和兼顾以下四个方面：

① 物理上的合理性(地表附近的磁场是标势场)；

② 数值上的准确性(一定误差范围)；

③ 信息的完整性；

④ 使用的方便性。

不同的用户对以上四个方面有不同的要求，因而产生了不同类型的地磁图和磁场模型。

3．与全球磁场的关系

区域地磁场是全球地磁场的一部分，因而区域地磁图在总体上应该与全球地磁图相吻合。当然，全球地磁图表现的只是行星尺度的磁场结构，而区域图可以用更大的比例尺描绘出磁场的精细机构。例如东亚大陆磁异常是地球主磁场的一个重要特征，其最大异常值达到偶极子场的1/3，并控制着中国地磁场的基本结构。中国地磁图首先应能如实地反映这一基本特征，然后在东亚大陆磁异常的背景上，更细致地描绘一些较小尺度的异常，如西藏磁异常区。这些较小尺度的磁异常往往与大地构造有一定的相关性。

二、区域地磁图举例

根据本国磁测资料编绘的国家或区域地磁图所反映的是国土范围内地磁场的正常分布，它是由地核主磁场部分和与测区尺度相当的磁异常部分组成的，一些小尺度磁异常并没有在这种正常磁场图中反映出来。图4.21是玻利维

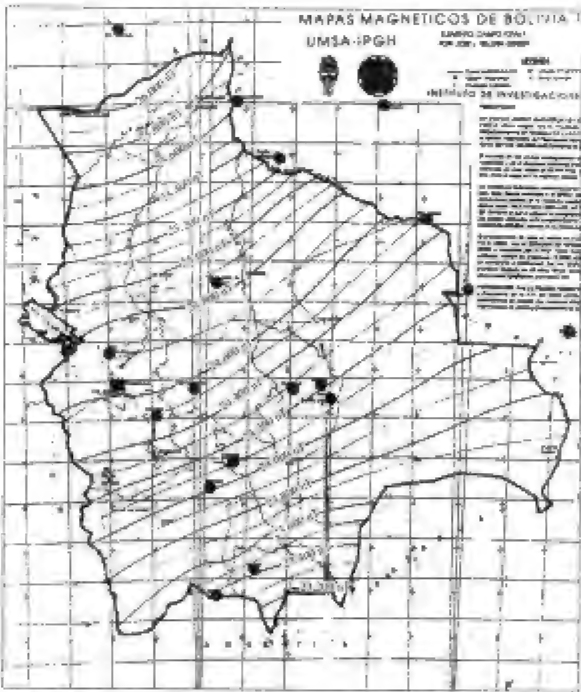


图4.21 玻利维亚地磁台(方块)、复测点(圆点)的分布以及1995年代地磁图

亚地磁台、复测点的分布以及1995年代地磁图。图4.22是1965年代前苏联 Z、H 分量和总强度 F 地磁图。如果要进一步考察尺度更小的磁异常，可以把上述国家地磁图作为正常的背景场，从观测值减去，得到的残差即反映这些小尺度磁异常。

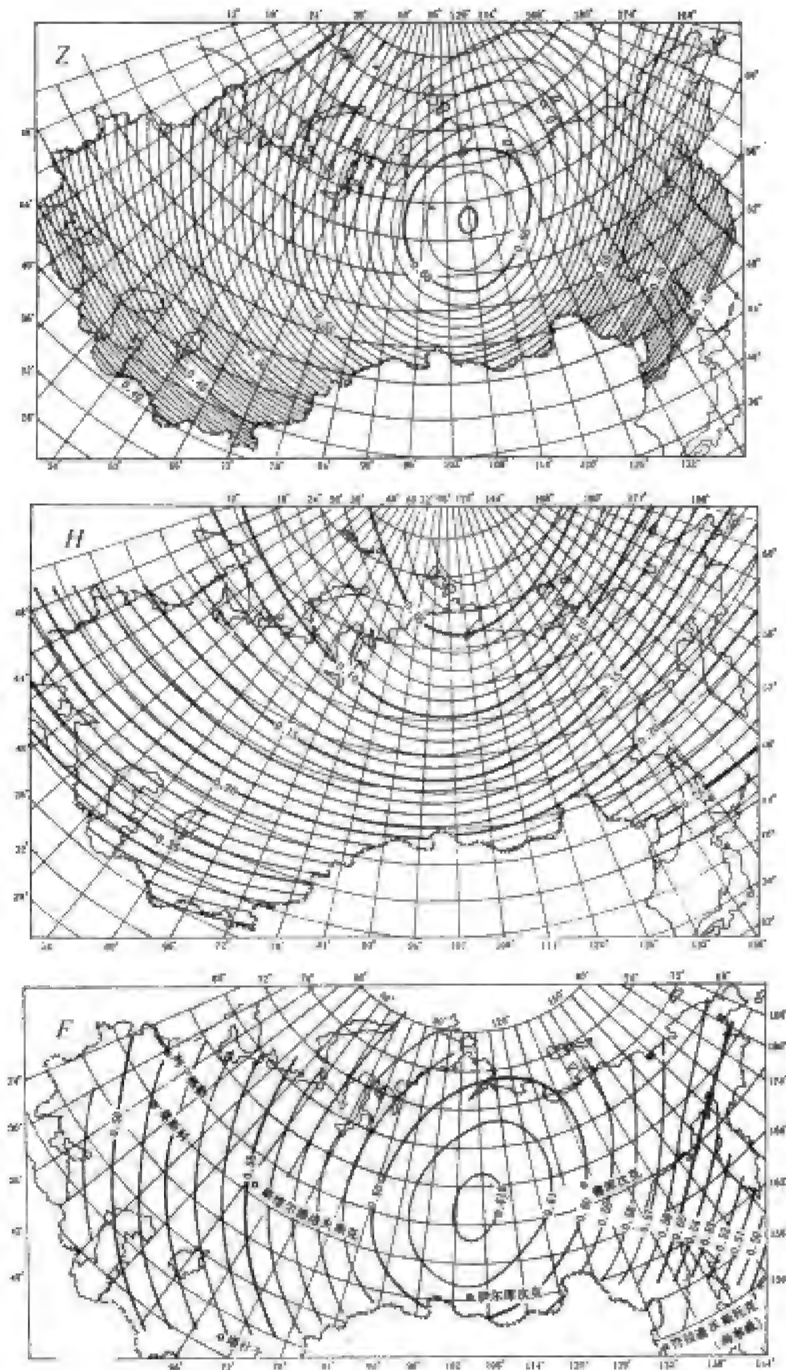


图4.22　1965年代前苏联 Z、H 分量和总强度 F 地磁图

三、中国地磁图和磁场模型

中国自己进行系统的地磁测量始于1922年，先后编绘了1909～1915、1915～1920、1920～1930、1930～1936偏角长期变化图；1915与1936两个年代的等偏线图；1908～1917、1917～1922、1922～1936水平分量长期变化图和1936年代水平分量等值线图，1908～1922，1922～1936垂直分量长期变化图和1936年代垂直分量等值线图。到了20世纪70年代，用于编绘地磁图的资料测点数达到近2 000个，除了沙漠、高山等交通不便的地区外，地磁测点遍及我国广大陆地和近海岛礁。以这些地磁测量为基础，结合固定地磁台站的资料，并利用航空和海洋磁测结果，从50年代起每10年编绘一次中国地磁图。1950和1960年代的地磁图是在1∶1 000万地图上绘制的，包括D、I、H、Z四个要素及其长期变化的等值线图。1970和1980年代的地磁图比例尺为1∶300万，包括D、I、H、Z、T五个地磁要素及其长期变化的等值线图。1990和2000年代的地磁图已经出版，2005年代的地磁图也已编绘完成，并已出版。

图4.23是编制2000年代中国地磁图时使用的地磁复测点及永久性地磁台站。

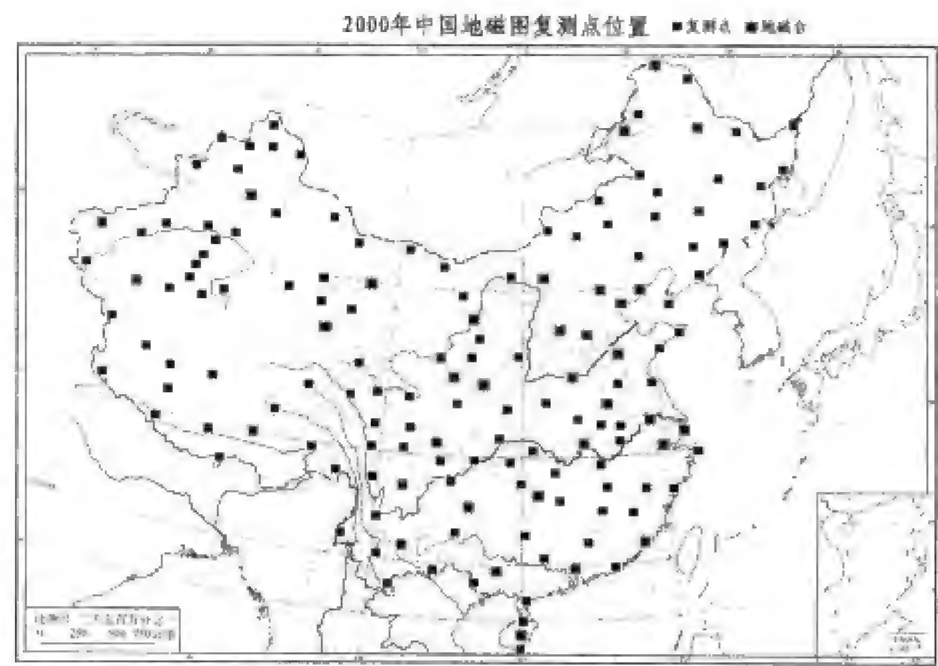


图4.23 编制2000年代中国地磁图时使用的地磁复测点(黑方点)和地磁台(带框黑方点)

区域地磁场模型通常用数学形式来表示该区域地磁场的空间分布和时间变化特点，1980年代中国正常磁场的泰勒多项式模型如表4.2所示。

表4.2　1980年代中国正常磁场的泰勒多项式模型系数

a_{ij}	D	I	H	F
a_{00}	$-0.246\,120\times10^{1}$	$0.529\,848\times10^{2}$	$0.317\,176\times10^{5}$	$0.527\,184\times10^{5}$
a_{10}	$-0.109\,147\times10^{0}$	$0.137\,428\times10^{1}$	$-0.649\,236\times10^{3}$	$0.577\,500\times10^{3}$
a_{01}	$-0.232\,607\times10^{0}$	$-0.406\,925\times10^{-1}$	$-0.167\,689\times10^{1}$	$-0.512\,965\times10^{2}$
a_{20}	$0.108\,085\times10^{-2}$	$-0.191\,329\times10^{-1}$	$-0.749\,837\times10^{1}$	$-0.318\,324\times10^{1}$
a_{11}	$-0.129\,078\times10^{-1}$	$-0.215\,244\times10^{-2}$	$0.362\,646\times10^{1}$	$0.103\,832\times10^{1}$
a_{02}	$0.663\,567\times10^{-3}$	$-0.140\,060\times10^{-2}$	$-0.126\,306\times10^{1}$	$-0.412\,189\times10^{1}$
a_{30}	$0.390\,169\times10^{-4}$	$0.172\,480\times10^{-3}$	$0.123\,980\times10^{0}$	$-0.277\,631\times10^{0}$
a_{21}	$-0.113\,952\times10^{-3}$	$0.804\,874\times10^{-4}$	$0.931\,238\times10^{-2}$	$0.751\,105\times10^{-1}$
a_{12}	$0.114\,181\times10^{-3}$	$-0.106\,274\times10^{-3}$	$0.101\,800\times10^{0}$	$-0.628\,348\times10^{-1}$
a_{03}	$0.962\,222\times10^{-4}$	$-0.268\,374\times10^{-4}$	$0.149\,246\times10^{-1}$	$-0.834\,045\times10^{-2}$

上面所说的区域地磁图与磁场实际测量值之间的差异反映了尺度更小的磁异常。图4.24是中国正常地磁场（总强度）与实测地磁场的对比。可以看出，在某些地区，两套等值线有系统偏离，实测等值线形成局部闭合的形态，这是小尺度强磁异常的表现。

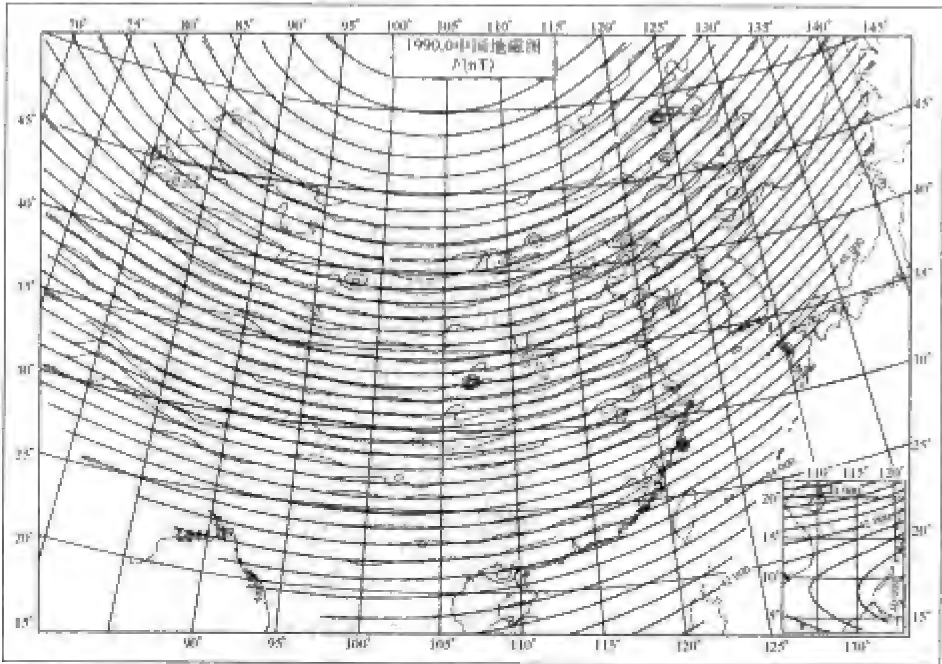


图4.24　中国地磁场实测值与正常场模型的比较（总强度）

从磁场实测值减去背景正常场后得到的残余磁场部分叫区域或局部异常场。正常场可以是国际参考地磁场 IGRF，也可以是区域背景场，取决于所要研究的磁异常尺度。图 4.25 是用 MAGSAT 卫星资料，以 GSFC (12/83)为背景正常场，用球冠谐和分析方法所得到的中国卫星磁异常图。在异常图中，最为显著的是青藏高原负异常和塔里木盆地、四川盆地正异常。

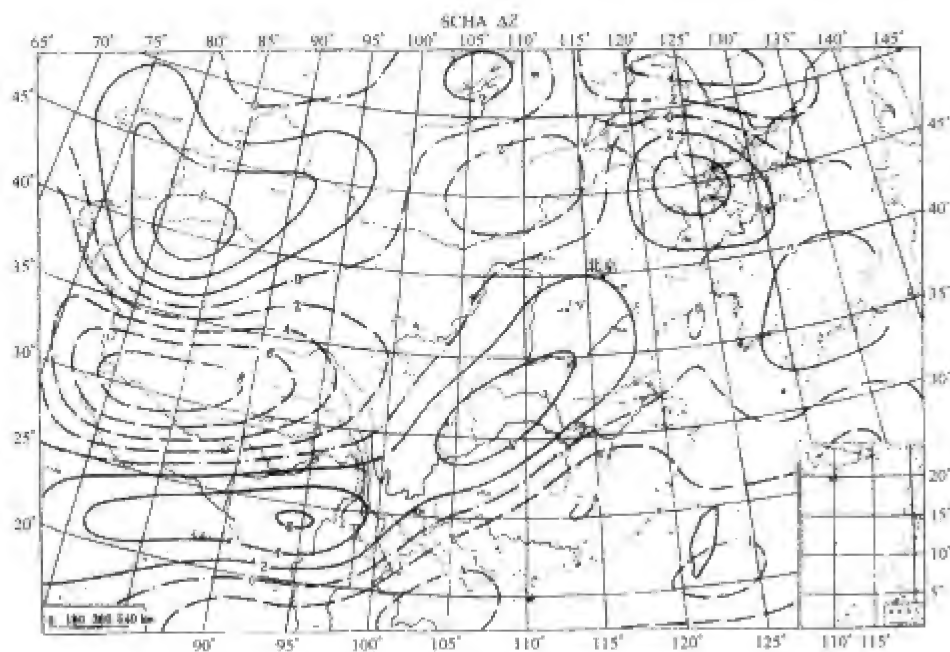


图 4.25 中国卫星磁异常图(Z 分量)

四、区域地磁场的嵌套模型

从以上的区域地磁图和模型可以看出，要想在同一幅地磁图或同一个磁场模型中反映出所有尺度的磁异常是困难的。为了解决这个问题，我们可以按照磁异常空间尺度从大到小建立一系列模型，编绘一系列地磁图，每一级模型都是对上一级模型的细化，这样的磁场模型就叫做“地磁场的嵌套模型”。

地磁场的一个三级嵌套模型如图 4.26 所示。在这个模型中，第一级是表示全球磁场的 IGRF 模型，第二级是以第一级磁场为正常背景场的中国矩谐模型，第三级是在第二级背景上的河北磁异常矩谐模型。在第二级模型中，最突出的异常是青藏高原异常，更小尺度的河北异常在第三级模型中才清楚地表现了出来。

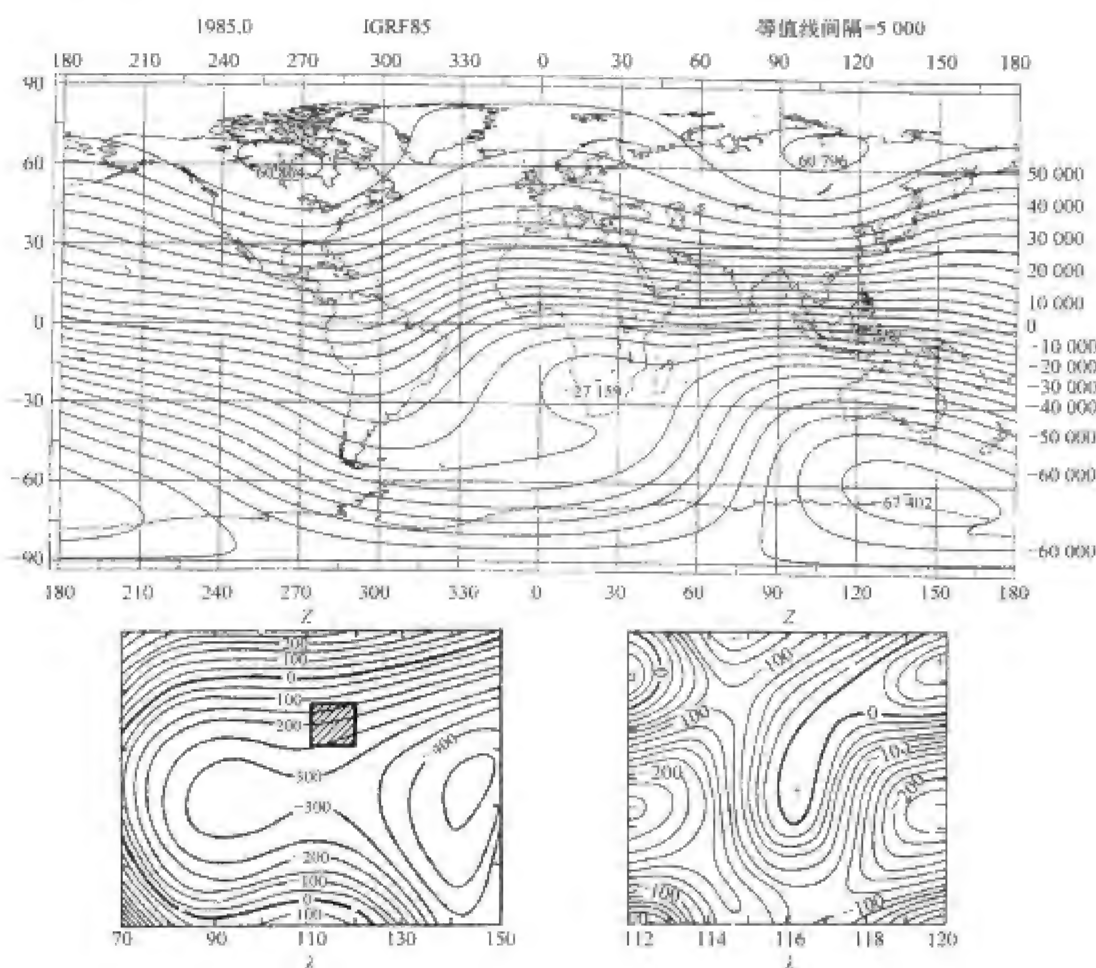


图 4.26 全球-中国-河北三级地磁场的嵌套模型

参 考 文 献

Arkani-Hamed J, Strangway D W. Intermediate-scale magnetic anomalies of the Earth [J]. Geophysics, 1985, 50: 2817-2830.

Arkani-Hamed J, Strangway D W. Band-limited global scalar magnetic anomaly map of the Earth derived from Magsat data[J]. J. Geophys. Res., 1986, 91: 8193-8203.

Arkani-Hamed J, Langel R A, Purucker M E. Magnetic anomaly maps of Earth derived from POGO and Magsat data[J]. J. Geophys. Res., 1994, 99: 24 075-24 090.

Cain J C, Cain S J. Derivation of the International Geomagnetic Reference Field, IGRF (10/68)[R]. Goddard Space Flight Center, Report X-612-68-501, Greenbelt, Maryland, 1968.

Cain J C, Langel R A. Geomagnetic Survey by the Polar-Orbiting Geophysical Observatories[M]//Zimuda A J. World Magnetic Survey 1957-1969, IAGA Bulletin, No.28, Paris: International Union of Geodesy and Geophysics,1971. 65-75.

Cain J C, Schmitz D R, Muth L. Small-scale features in the Earth's magnetic field

observed by Magsat[J]. J. Geophys. Res., 1984, 89: 1070-1076.

Cain J C, Wang Z, Kluth C, Schmitz D R. Derivation of a geomagnetic model to n = 63 [J]. Geophys. J., 1989a, 97: 431-441.

Cain J C, Wang Z, Schmitz D R, Meyer J. The geomagnetic spectrum for 1980 and core-crustal separation[J]. Geophys. J., 1989b, 97: 443-447.

Cohen Y, Achache J. New global vector magnetic anomaly maps derived from Magsat data [J]. J. geophys. Res., 1990, 95: 10 783.10 800.

Counil J, Cohen Y. Achache J. The global continent-ocean magnetization contrast[J]. Earth planet. Sci. Lett., 1991, 103: 354-364.

Hamoudi M, Cohen Y, Achache J. Can the thermal thickness of the continental lithosphere be estimated from Magsat data[J]? Tectonophysics, 1998, 284: 19-29.

Hapgood M A. Space physics coordinate transformations: A user guide[J]. Planetary and Space Science, 1992, 40: 711-717.

Jackson A. Statistical treatment of crustal magnetization[J]. Geophys. J. Int., 1994,119: 991-998.

Jensen D C, Cain J C. An Interim Geomagnetic Field[J]. J. Geophys. Res., 1962, 67: 3568.

Langel R A.. Global magnetic anomaly maps derived from POGO spacecraft data[J]. Phys. Earth Planet. Inter., 1990, 62: 208-230.

Langel R A, Hinze, W J. The Magnetic field of the Earth's lithosphere: The satellite perspective[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1998. 1-429.

Langel R A, Coles R L, Mayhew M A. Comparisons of magnetic anomalies of lithospheric origin measured by satellite and airborne magnetometers over western Canada[J]. Can. J. Earth. Sci., 1980,17: 7.

Langel R A, Purucker M E, Rajaram M. The equatorial electrojet and associated currents as seen in Magsat data[J]. J. Atmos. Terr. Phys., 1993, 55: 1233-1269.

Langel R A, Sabaka T J, Baldwin R T, Conrad J A. The near-Earth magnetic field from magnetospheric and quiet-day ionospheric sources and how it is modeled[J]. Phys. Earth Planet. Inter., 1996, 98: 235-267.

Liu G D. Atlas of Geology and Geophysics of China Seas and Adjacent Regions[M]. Beijing: Science Press. 1994.

Malin S R C. Worldwide distribution of geomagnetic tides[J]. Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. A., 1973, 274: 551-594.

Malin S R C, Mete Isikara A. Annual variation of the geomagnetic field Geophys[J]. J. R. Astr. Soc., 1976, 47: 445-457.

Malin S R C, Gupta J C. The Sq current system during the International Geophysical Year [J]. Geophys. J. R. Astr. Soc., 1977,49: 515-529.

Matsushita S, Maeda H. On the geomagnetic quiet solar daily variation field during the

IGY. J[J]. Geophys. Res., 1965,70: 2535-2558.

Mayaud P N. The *aa* indices: a 100-year series characterizing magnetic activity[J]. J. Geophys. Res., 1972,77: 6870.

Mayaud P N. Derivation, meaning and use of geomagnetic indices[J]. Geophys. Monogr. AGU, 1980, 22.

Musmann G, Seiler E. Detection of meridional currents in the equatorial ionosphere[J]. Geophys. J., 1978,44: 357-372.

Olsen N. The solar cycle variability of lunar and solar daily geomagnetic variations[J]. Ann. Geophys., 1993,11: 254-262.

Olsen N. Magnetospheric contributions to geomagnetic daily variations[J]. Ann. Geophys., 1996,14: 538-544.

Olsen N. Ionospheric F-region currents at middle and low latitudes estimated from Magsat data[J]. J. Geophys. Res., 1997a, 102: 4563-4576.

Olsen N. Geomagnetic Tides and Related phenomena[M]//Wilhelm H. Lecture notes in Earth Sciences, 66, Berlin: Springer-Verlag, 1997b.

Olsen N. The electrical conductivity of the mantle beneath Europe derived from C-Responses from 3 h to 720 h[J]. Geophys. J., 1998,133: 298-308.

Olsen N. Induction studies with satellite data[J]. Surv. Geophys., 1999,20: 309-340.

Olson W P. Introduction to the topology of magnetospheric current systems[M]//Potemra T A. Magnetospheric Currents., 1984, AGU Monogr., 28, 49-62.

Onwumechilli C A, Ozoemena P C. Contours of equatorial electrojet current density[J]. J. Atmos. Terr. Phys., 1989,51: 163-168.

Parkinson W D, Hutton V R S. The electrical conductivity of the Earth[M]//Jacobs J A. Geomagnetism, Vol. 3. London: Academic Press, 1989. 261-322.

Peredo M, Stern D P, Tsyganenko N A. Are existing magnetospheric models excessively stretched[J]? J. Geophys. Res., 1993,98: 15343-15354.

Potemra T A. Birkeland currents: present understanding and some remaining questions [M]//Hultqvist B, Hagfors T. High-latitude Space Plasma Physics, Nobel Symposium, New York: Plenum, 1982.54.

Rangarajan G K. Indices of geomagnetic activity[M]//Jacobs J A. Geomagnetism, Vol.3. London: Academic Press, 1989. 323-384.

Ravat D N, Langel R A, Purucker M E, Arkani-Hamed J, Alsdorf DE. Global vector and scalar Magsat magnetic anomaly maps[J]. J. geophys. Res., 1995, 100: 20111-20135.

Richmond A D. Ionospheric electrodynamics using magnetic apex coordinates[J]. J. Geomag. Geoelectr., 1995, 47: 191-212.

Sabaka T J, Baldwin R T. Modeling the S_q magnetic field from POGO and Magsat satellite and cotemporaneous hourly observatory data: phase I[R]. Contract Report HSTX/G&G9302, Hughes STX Corp. 1993.

Sabaka T J, Olsen N, Purucker M E. Extending comprehensive models of the Earth's magnetic field with Oersted and CHAMP data[J]. Geophys. J. Int., 2004, 159: 521-547, doi: 10.1111/j.1365-246X.2004.02421.x.

Takeda M, Maeda H. F-region dynamo in the evening. interpretation of equatorial *D* anomaly found by Magsat[J]. J. Atmos. Terr. Phys., 1983, 45: 401-408.

Xu Wen-Yao and Ma Shi-Zhuang. Advances on geomagnetic observations and studies in China during 1995-1998[M]//Chinese National Committee for the International Union of Geodesy and Geophysics. (1995-1998) China National Report on Geomagnetism and Aeronomy, Beijing: China Meteorological Press, 1999, 1-8.

Xu Wen-Yao, Guo-Hui Xia, Zhen-Chang An, Geng-Xiong Chen, Feng-Yu Zhang, Yue-Hua Wang, Yu-Gang Tian, Zi-Gang Wei, Shi-Zhuang Ma, Hong-Fei Chen. Magnetic survey and China GRF 2000[J]. Earth Planets Space, 2003, 55(4): 215-217.

Zhu Gang-Kun, Xu Wen-Yao. Studies on geomagnetic chartts and relevant scientific problems[M]//Tu Guang-Zhi. Advances in Science of China, Vol 1 Earth Science, 1986, 179-194.

安振昌.2000年中国地磁场及其长期变化的冠谐分析[J].地球物理学报，2003,46(1)：68-72.

安振昌.1936年中国地磁参考场的冠谐模型[J].地球物理学报，2003,46(5)：624-627.

安振昌.1950—1990年中国地磁剩余场的冠谐分析[J].地球物理学报，2003,46(6)：767-771.

安振昌，Rotanova N M. 东亚地磁场模型的计算与分析[J].地球物理学报，2002，45(1)：34-42.

王亶文.国际地磁参考常在中国大陆地区的误差分析[J].地球物理学报，2003,46(2)：171-174.

王月华.1985—1997年中国地磁场长期变化的正交模型[J].地球物理学报，2002,45.

王月华.2000年代中国地磁场模型的研究[J].地球物理学报，2002,45.

夏国辉，郑双良，吴莉栏，张凤玉，魏宏.1980年代中国地磁正常场图及其数学模式[J].地球物理学报，1988,31(1)：82-89.

徐文耀，朱岗昆.我国及邻近地区地磁场的矩谐分析[J].地球物理学报，1984,27(6)：511-522.

徐文耀，朱岗昆.中图地磁场的三维结构及其长期变化[J].地球物理学报，1985,28(4)：356-363.

朱岗昆，徐文耀.我国及邻近地区嵌套式地磁场模型[J].地球物理学报，1985,28(2)：133-141.

朱岗昆，徐文耀.矩谐分析方法的数值检验及其与其他磁场分析方法的比较[J].地球物理学报，1986，29(6)：540-546.

朱岗昆，徐文耀. MAGNET地磁卫星及其应用[J].地球物理学报，1988,31(5)：606-608.

朱岗昆，徐文耀.地磁图的编制和有关科学问题的研究[G]//自然科学年鉴编辑部.自然科学年鉴，上海：上海翻译出版公司，1989.2：63-68.

第五章　地壳磁场的磁性岩石起源

地壳磁场(或称岩石圈磁场)是由地球岩石在地磁场的磁化作用下产生的磁场,它叠加在强度大得多的主磁场之上,在平缓分布的主磁场背景上形成一种异常起伏。

地壳磁场的强度、空间分布及其时间变化取决于两个因素。一个是岩石的磁学特性,主要是剩余磁化强度和磁化率,这是内因。对地壳磁场贡献最大的岩石一般分布在岩石圈上部(主要在地壳中),所以把这部分磁场叫做岩石圈磁场或地壳磁场;由于地壳磁场是叠加在地核主磁场背景之上的变异和涨落部分,所以又叫磁异常。决定地壳磁场的另一个因素是地磁场,这是外因。古代地磁场使岩石获得剩余磁化强度,保留至今,现今地磁场使岩石获得感应磁化强度,剩磁和感磁是产生地壳磁场的两个源,从全球平均来说,感磁的贡献大于剩磁。图5.1实线是地面地磁场的能谱,在 $n=15$ 附近,能谱曲线有一拐折点,在此之前,能谱呈单调下降之势,对应于地核主磁场;在此之后,能谱转而缓慢上升,对应于地壳磁场,剩磁和感磁对地壳磁场的贡献分别用虚线和点划线表示。可以看出,对于

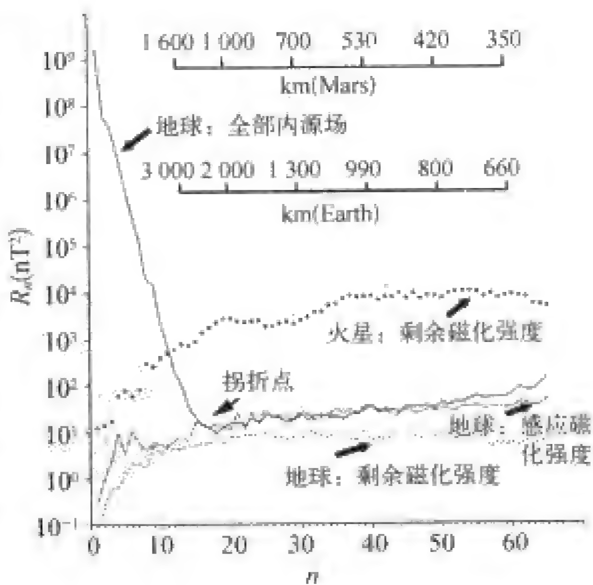


图 5.1　地球和火星磁场的能谱

实线表示地面地磁场的能谱,点线表示火星磁场的能谱。地磁场能谱曲线在 $n=15$ 附近有一拐折点,之前的单调下降能谱段对应于地核主磁场,之后缓慢上升的能谱段对应于地壳磁场,剩磁贡献和感磁贡献分别用虚线和点划线表示。

所有的 n，剩磁贡献小于感磁。图中还给出了火星的剩余磁化强度对火星磁场的贡献(点线)。

地壳磁场的时空结构有两个重要特征。一个是空间分布的高度复杂性。虽然就全球平均来说，地壳磁场很小，大约只占总磁场的3%～4%，但是局部磁异常的强度最大可达几万 nT，弱的不到1 nT；地壳磁场的空间尺度大到可与地球半径相比拟，小的只有几米，甚至更小。地壳磁场的另一个特征是它的时间稳定性，它的时间变化尺度是地质年代尺度，比主磁场的长期变要慢得多。虽然地震、火山等突发地质事件可能改变局部磁场的强度和分布，但不会影响地壳磁场的总体特征。

地壳磁场的时空特征暗示着场源物质和过程的特征：磁场空间分布的复杂性对应着磁性岩石的非均匀分布，而时间变化的稳定性则是地质变化缓慢性的表现。

地壳磁异常的探测与研究至少在以下三个方面引起人们的关注：首先，地磁异常与有经济价值的磁性矿物和油气藏有着成因联系，因此它在资源和能源探测中有重要意义；其次，地磁异常，特别是海洋地磁异常，与地幔对流、海底扩张、板块运动有密切关系，所以引起地质学家和地球物理学家浓厚的兴趣；第三，地磁场的历史演变(如地磁场形成、磁极移动、极性倒转)与行星演化、地球动力学和全球变化紧密相关，引起整个地学界的关注。

第一节 岩 石 磁 性

岩石的磁学特性是决定地壳磁异常的根本原因。只有剩余磁化强度或(和)磁化率足够大的那些岩石，才能对地壳磁场有实质性的贡献。岩石的磁学特性主要取决于分布于其中的矿物的磁性，而矿物磁性则取决于构成矿物的基本物质及其结构。

一、物质的磁性

无限大均匀磁介质在均匀外加磁场 $\boldsymbol{H}$ 的作用下，将获得均匀磁化强度 $\boldsymbol{M}$，它与外加磁场的关系可以写成如下形式

$$\boldsymbol{M} = \kappa \boldsymbol{H} \tag{5.1}$$

式中，κ 是物质的磁化率，表征物质受磁化的难易程度。

在磁性介质中，磁场强度 $\boldsymbol{H}$ 与磁感应强度 $\boldsymbol{B}$ 之间的关系如下

$$\boldsymbol{B} = \mu \boldsymbol{H} = \mu_0(\boldsymbol{H} + \boldsymbol{M}) = \mu_0(1 + \kappa)\boldsymbol{H} \tag{5.2}$$

我们曾在第一章讲到过磁感应矢量 $\boldsymbol{B}$ 与磁场强度 $\boldsymbol{H}$ 的差别：$\boldsymbol{H}$ 只与产生磁场的源电流大小、方向和位置有关，而与周围介质无关；$\boldsymbol{B}$ 不仅与源电流有关，而且与源电流周围的介质有关，表征介质影响的参数就是磁导率 μ 或磁化率 κ。从公式(5.2)我们看到，磁性介质的存在使原来的磁感应强度 $\boldsymbol{B}$ 增大了 κ 倍，但是并没有改变磁场强度 $\boldsymbol{H}$ 的大小。

物质按磁学特性可以分为抗磁性物质、顺磁性物质和铁磁性物质三类。地壳磁场主要来自岩石圈岩（矿）石的铁磁性物质。铁磁性矿物的颗粒分布在岩石中，其含量和分布形态决定着岩石的磁性。

自然界的铁磁性物质主要由铁、钴、镍等元素组成。地壳和地幔中的铁磁性矿物主要是铁、钴、镍的氧化物，还有某些合金。铁磁性物质的磁化率很大，其原因是它们具有磁畴结构。表 5.1 列出地球内部铁磁性矿物的磁化率，可以看出，它与普通顺磁性物质和抗磁性物质的磁化率（10^{-6}～10^{-3}）大得多。

表 5.1　铁磁性矿物的磁化率（朱岗昆，2005；管志宁，2005）

矿　物	分子式	κ(SI)
磁铁矿	Fe_3O_4	0.07～0.2
钛磁铁矿	$xFe_3O_4 \cdot (1-x)TiFe_2O_4$	10^{-7}～10^{-2}
磁赤铁矿	γ-Fe_2O_3	0.03～0.2
赤铁矿	α-Fe_2O_3	10^{-6}～10^{-5}
磁黄铁矿	FeS_{1+x}	10^{-4}～10^{-3}
铁镍矿	$NiFe_2O_4$	0.05
锰尖晶石	$MnFe_2O_3$	2.0
镁铁矿	$MgFe_2O_4$	0.08
针铁矿	α-FeO(OH)	(0.02～80)$\times 10^{-4}$
纤铁矿	γ-FeO(OH)	(0.9～2.5)$\times 10^{-4}$
菱铁矿	$FeCO_3$	(2～6)$\times 10^{-3}$

铁磁性物质有一系列不同于普通抗磁性和顺磁性物质的特殊性质。在外磁场中，它们所获得的磁化强度并不与外磁场强度成正比；当外磁场增大时，磁化强度会达到饱和；此后，当磁场减小时，磁化强度减小的规律与增大时不同，形成磁滞现象；当磁场减小到零时，磁化强度并不完全消失。

铁磁性矿物最重要的性质是居里点温度。铁磁性介质的磁化率随温度升高而增大，其变化规律叫居里-魏斯定律

$$\kappa = \frac{C}{T - T_c} \tag{5.3}$$

式中，C 是居里常数，T_c 是居里温度。

当温度超过居里点之后，原子的热运动能量超过原子间的交换作用能，磁畴崩溃，铁磁质变成了普通顺磁质，磁化率急剧减小。地球磁性岩石的居里点温度为 600°～800°，而地球内部温度随深度的递增率约为 30℃/km，由此我们可以判断，对地磁场有实质性贡献的磁性岩石只分布在 20～30 km 深度以内的岩石圈，这个深度叫做居里点等温面。

岩石的总磁化强度 $\boldsymbol{M}$ 由剩余磁化强度 $\boldsymbol{M}_r$ 和感应磁化强度 $\boldsymbol{M}_i$ 两部分组成

$$\boldsymbol{M} = \boldsymbol{M}_r + \boldsymbol{M}_i \tag{5.4}$$

岩石的天然剩余磁化强度 $\boldsymbol{M}_r$ 是岩石生成时，受当时地磁场磁化，成岩后经历漫长地质年代所保留下来的磁化强度，它与现代地磁场无关。而岩石的感应磁化强度则不同，它是岩石在现代地磁场中被磁化所获得的磁化强度，它只与现代磁场有关

$$\boldsymbol{M}_i = \kappa \frac{B}{\mu} \tag{5.5}$$

二、岩石的剩余磁性

根据岩石获得磁化强度的物理过程，岩石剩余磁性可以分为以下几类（朱岗昆，2005；管志宁，2005）：

(1) 热剩磁（TRM）

岩石在磁场中由高温冷却，通过居里点温度时开始获得显著的磁化强度，在此后继续冷却的过程中，岩石不断获得附加的磁化强度，这样获得的

剩余磁化强度叫做热剩磁，岩石总的热剩磁等于各温度段部分热剩磁的矢量和，但是热剩磁主要来自居里点附近所获得的磁化强度(图 5.2)。

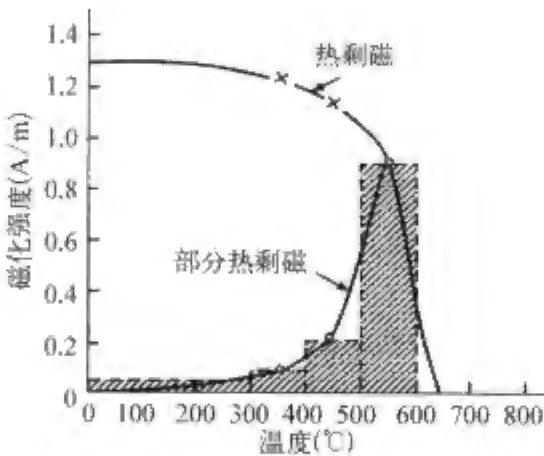


图 5.2 地球岩石由高温向室温冷却时获得热剩磁的过程

阴影直方图和带圈曲线表示在各温度段内岩石获得的部分热剩磁，带叉曲线表示岩石的总热剩磁。

热剩磁具有一系列有用的特点，使它成为古地磁学研究的基础。首先，热剩磁与磁化场同向，这为古磁场方向的推断提供了依据；其次，在地磁场这样的弱磁场中，热剩磁强度与磁化场强度成正比，这为古磁场强度的估计提供了依据；第三，热剩磁强度大而稳定，为岩石样品的磁性测量提供了方便；第四，热剩磁的获得和退磁过程都服从叠加定律(特里埃第一定律)，这为热退磁(或热清洗)提供了依据。

(2) 碎屑剩磁(DRM)

火成岩被风化剥蚀形成许多碎屑颗粒，其中磁性颗粒在水中沉积形成沉积岩时，受到地磁场作用，在地磁场方向定向排列。沉积物固结成岩后获得剩磁叫做碎屑剩磁或沉积剩磁。黄土形成过程与此类似。碎屑剩磁来自母岩的热剩磁，因此比较稳定；对于等轴状颗粒，碎屑剩磁与磁化场同向，所以可用于古磁场研究。

(3) 化学剩磁(CRM)

在低于居里温度和有磁场存在的条件下，某些磁性物质经过相变(重结晶)和化学过程(氧化还原)会获得剩余磁性，这叫做化学剩磁。沉积岩的形成过程包括沉积和成岩两个阶段，在沉积过程中岩石获得碎屑剩磁，在成岩过程中涉及氧化和脱失作用，岩石获得化学剩磁。

(4) 粘滞剩磁(VRM)

岩石形成之后，长期处于地磁场中，随着时间的推移，磁畴发生弛豫过程，逐渐转到外加磁场方向，这样获得的磁性叫做粘滞剩磁。粘滞剩磁不是在岩石形成时获得的原生剩磁，而是在以后长时期内的积累效应，磁场在不断变化，对应的粘滞磁性也在不断变化，所以粘滞磁性不能用于古磁场研究。

(5) 等温剩磁(VRM)

在常温条件下，岩石因受外磁场作用(如闪电)而获得的剩磁叫做等温

剩磁。等温剩磁不稳定,其大小方向随外磁场而变化。

在上述各种剩磁中,前三种是在岩石形成时获得的剩磁,叫做原生剩磁;后两种是在岩石形成后长时期内获得的剩磁,叫做次生剩磁。

上述各种剩余磁性在沉积岩、火成岩和变质岩这三类岩石磁性形成中有不同的作用和重要性。火成岩原生剩磁的原因是热剩磁,沉积岩磁性来自碎屑剩磁和化学剩磁;由火成岩变质而生成的正变质岩有热剩磁,由沉积岩变质而生成的副变质岩有碎屑剩磁和化学剩磁。

不同成因的剩磁使不同深度、不同地区、不同年代的岩石具有非常不同的磁性。大陆下地壳岩石的剩磁一般在 0～3 A/m 范围内,个别地区剩磁强度可达 6 A/m。海洋地壳岩石剩磁要大一些。表 5.2 列出海洋地壳岩石剩余磁化强度和感应磁化强度的测量值,可以看出,剩余磁化强度要比感应磁化强度大一个量级,这是解释海底条带状磁异常的前提。关于岩石磁性与古地磁,读者可参考永田武(Nagada,1961)和朱岗昆(2005)等的专著。

表 5.2 海洋地壳岩石剩余磁化强度和感应磁化强度的测量值

岩石类型	剩余磁化强度 (A/m)	感应磁化强度 (A/m, B = 50 000 nT)
未氧化的枕状玄武岩	24	1.75
氧化的枕状玄武岩	0.86	0.172
未氧化的致密岩流	6.5	0.419
氧化的致密岩流	1.2	0.065
未变质的辉长岩	0.84	0.168
变质的辉长岩	0.90	0.095
蛇纹岩	4.76	0.342

第二节 地磁异常的正演

地磁异常是由地下磁性介质产生的。在磁法勘探中,我们的最终目的就是要从地面或空中的磁场测量值求出磁性岩体或磁性矿体的大小、

形状、位置和磁化强度。在地质构造研究中，我们要从磁场分布的特点估计地下介质的磁性，推断磁性界面的起伏和埋深，确定盆地、造山带等不同地质构造单元的磁学特征，探讨它们与其他地球物理场的成因联系。在地震、火山等地质灾害研究中，除了识别与之有关的地磁异常外，我们对磁异常场的时间演化更感兴趣。所有这些研究的基础和前提，是要弄清各种不同的磁性体与磁异常之间的对应关系。因此计算各种不同磁性体所产生的地磁场分布是磁异常研究和解释的物理基础。这种由磁场源计算磁场的问题叫正演问题，与之相对的反演问题则是由磁场分布（通常是地面磁场分布）推断磁场源。正演问题有唯一解答，而反演问题的解往往是不唯一的。

一、磁性地质体的磁场

图 5.3 是磁性地质体及其产生的地面磁场示意图，地质体的磁性用一个偶极子代表，它产生的磁场磁力线以及垂直和水平分量剖面图清楚地显示出磁场源和磁场之间的关系。

事实上，地壳中所有岩石都或多或少带有磁性，只是有的较强，有的很弱。在磁异常研究中，特别是磁法勘探中，把一般顺磁性和抗磁性岩石视为无磁性介质。而把磁性较强的铁磁性岩石按其空间分布情况，简化为单个规则的几何体或规则几何体的组合，从而使问题大大简化。

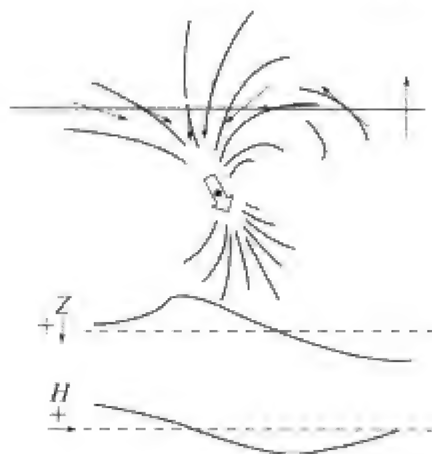


图 5.3　磁性地质体及其产生的磁场分布示意图

如果在某一体积 V 内，任意点 $Q(x,y,z)$ 处介质的磁化强度是 $\boldsymbol{M}=\boldsymbol{M}(x,y,z)$，则体积 V 外 $P(x',y',z')$ 一点的磁位可以写成

$$U(x,y,z)=\frac{\mu_0}{4\pi}\int_V\frac{\boldsymbol{M}\cdot\boldsymbol{r}}{r^3}\mathrm{d}V=-\frac{\mu_0}{4\pi}\int_V\boldsymbol{M}\cdot\nabla_P\frac{1}{r}\mathrm{d}V$$

$$=\frac{\mu_0}{4\pi}\int_V\boldsymbol{M}\cdot\nabla_Q\frac{1}{r}\mathrm{d}V \tag{5.6}$$

式中 $\boldsymbol{r}$ 是从 Q 点到 P 点的矢量，$r=\sqrt{(x'-x)^2+(y'-y)^2+(z'-z)^2}$，$\nabla_P$，$\nabla_Q$ 分别表示对 P 点和 Q 点的坐标作梯度运算。如果介质是均匀磁化

的，则 $\boldsymbol{M}$ 是常矢量，可以提到积分号外面，又由于梯度对 P 点坐标运算，而积分对 Q 进行，所以两种运算可交换顺序，于是可得

$$U(x,y,z) = -\frac{\mu_0}{4\pi}\boldsymbol{M}\cdot\int_V \nabla_P \frac{1}{r}\mathrm{d}V$$

$$= -\frac{\mu_0}{4\pi}\boldsymbol{M}\cdot\nabla_P\int_V \frac{1}{r}\mathrm{d}V \tag{5.7}$$

我们知道，一个具有均匀密度 $m = 1/G$（G 是引力常数）的体积 V 的重力位是

$$W(x,y,z) = \int_V \frac{1}{r}\mathrm{d}V \tag{5.8}$$

所以式(5.7)可以写成

$$U(x,y,z) = -\frac{\mu_0}{4\pi}\boldsymbol{M}\cdot\nabla_P W \tag{5.9}$$

这就是由重力位计算磁位的泊松定理，它把地磁场和重力场这两种位场联系起来。

利用标量与矢量积的散度公式

$$\nabla\cdot(\varphi\boldsymbol{A}) = \varphi\nabla\cdot\boldsymbol{A} + \boldsymbol{A}\cdot\nabla\varphi \tag{5.10}$$

式(5.9)变成

$$U(x,y,z) = \frac{\mu_0}{4\pi}\int_V \nabla\cdot\frac{\boldsymbol{M}}{r}\mathrm{d}V - \frac{\mu_0}{4\pi}\int_V \frac{\nabla\cdot\boldsymbol{M}}{r}\mathrm{d}V \tag{5.11}$$

因为 $\nabla\cdot\boldsymbol{M} = 0$，所以式(5.11)右端第二项等于零。将高斯公式用于第一项，得

$$U(x,y,z) = \frac{\mu_0}{4\pi}\oint_S \frac{M_n}{r}\mathrm{d}S \tag{5.12}$$

用这一公式，我们可以计算任何磁性介质分布情况下的地面磁场。

二、规则形状均匀磁化磁体的磁场

地下磁性介质的实际分布通常很复杂，磁化也不均匀。为了便于计算，有必要对磁性体的形状、分布及磁化状态作适当的简化，比如，假定磁性体

为规则几何体，并且是均匀磁化的，磁性体独立存在，围岩无磁性，测量面（地面）是水平面等等。这样，磁场计算就变得较为简单了。

常用的规则几何体有圆球、椭球、圆柱、平板、长方体等，磁场计算最后都归结为磁荷和磁偶极子磁场的体积分问题。图 5.4 是几个磁性体磁场正演的例子。图 5.4(a)表示一个球心深度为 z，磁化倾角为 I 的球体所产生的地面磁场垂直分量 Z 和水平分量 H 的剖面；图 5.4(b)表示无限长水平圆柱体产生的 Z 分量剖面，实线和虚线表示磁性圆柱体两种不同延伸方向的剖面；图 5.4(c)是一个水平方向无限延伸，深度有限的厚板所产生的 Z 分量剖面，实线和虚线表示两种不同倾角磁体板的剖面。

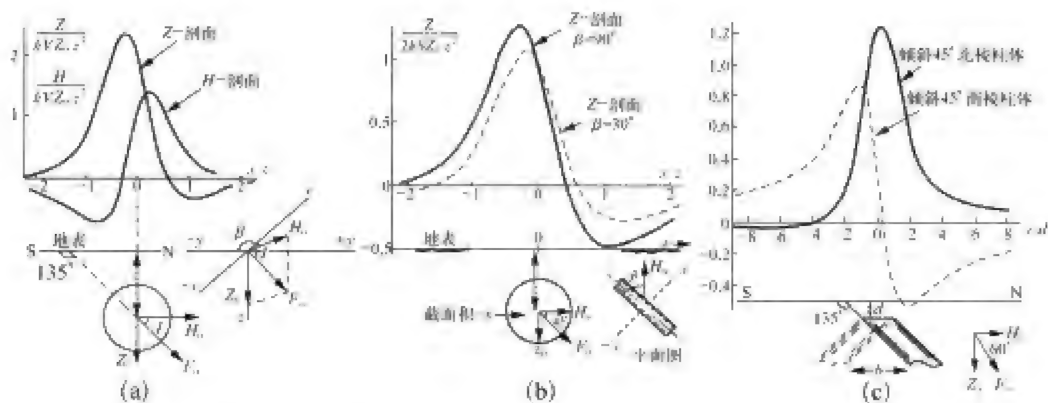


图 5.4　规则磁化体所产生的地面垂直磁场剖面

(a) 球体；(b) 无限长水平圆柱体；(c) 无限长厚板。

磁法勘探手册给出了各种简单几何体和复合体的磁场分布图，可以用来解释实际磁测结果。

三、感应磁化的纬度效应

如上所述，感应磁化强度在地壳磁异常的形成中占着重要地位，而感应磁场强度不仅取决于岩石本身的磁性，还取决于现今地磁场的强度和方向。地球主磁场随经纬度而变，所以，同样的磁性体在地球不同位置所产生的感应磁化强度是不同的，它们的磁场也不相同。

图 5.5 是相同的磁体位于地球上不同纬度地区时所产生的感应磁化强度和地表磁场。可以看到，在极区，磁体被垂直磁化，磁异常在 Z 分量上表现最明显；在地球赤道，磁体被水平磁化，磁异常在 H 分量上表现最明显；中纬度的磁化情况介于其间。所以，在由磁异常判断磁性体时必须考虑纬度效应。

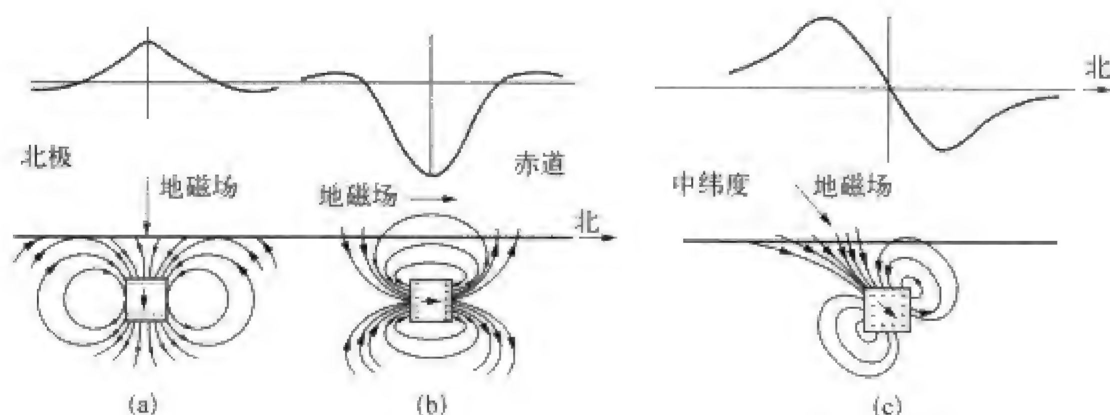


图 5.5 相同的磁体位于地球上不同纬度地区时所产生的感应磁化强度和地表磁场

在极区，磁体被垂直磁化，(a)图是 Z 分量剖面；在地球赤道，磁体被水平磁化，(b)图表示 H 分量剖面；中纬度的磁化情况介于其间，(c)图是 H 分量剖面。

第三节 地磁异常的反演

从已知的磁场分布(通常是地面或一定高度处的磁场测量值消去正常部分后的异常磁场分布)推断地下磁场源的分布，称为磁场反演问题。

一般来说，反演问题比正演问题复杂和困难得多。一些磁性虽弱，但埋藏较浅的矿体会产生强的局部磁异常，而埋藏较深的强磁体在地面只产生范围较大的弱磁异常。此外，深部磁性界面的起伏也会引起大范围平缓的磁场变化。实际情况是，不同磁性体的磁场叠加在一起形成复杂的异常图案，很难用单一的形状规则的均匀磁化体来解释，从而增加了反演和解释的难度。即使是简单的磁异常图案，有时也不能唯一地确定它的场源，因为不同的磁性体会产生极其形似的异常图案。所有这些都说明，磁异常反演问题的解一般是不唯一的，也就是说，地面实测所得到的信息，常常不足以确定所有未知参数。

正常背景场的选择也是反演过程中应该认真考虑的问题。背景场选择不当，会丢掉一些有用信息，或者增加一些与所研究目标无关的磁场成分。国际参考地磁场和区域正常场是经常使用的背景场，有时，也用测区及其周围磁场的平均值(或趋势变化)作为背景场。

为了从干扰背景中得到有用的地磁异常信息，磁测应在磁静日进行，而且要用基准地磁台或参考地磁台的同时记录消去变化磁场和其他噪声干扰。有时也采用滤波方法从磁场中除去一些无关的低频或高频成分。

磁法勘探中使用最多的地磁要素是垂直强度和总强度，有时也进行其他分量的测量。当我们解释总强度异常时，必须注意它的物理含义。令 $\boldsymbol{B}_0$ 是背景正常场，$\Delta\boldsymbol{B}$ 是异常场，则测量到的磁场为

$$\boldsymbol{B} = \boldsymbol{B}_0 + \Delta\boldsymbol{B} \tag{5.13}$$

正常场总强度 F_0 和测量得到的磁场总强度 F 的大小分别为

$$\begin{aligned} F_0 &= |\boldsymbol{B}_0| \\ F &= |\boldsymbol{B}| = \sqrt{(\boldsymbol{B}_0 + \Delta\boldsymbol{B})\cdot(\boldsymbol{B}_0 + \Delta\boldsymbol{B})} \\ &= \sqrt{|\boldsymbol{B}_0|^2 + 2\boldsymbol{B}_0\cdot\Delta\boldsymbol{B} + |\Delta\boldsymbol{B}|^2} \\ &\approx |\boldsymbol{B}_0|\sqrt{1 + \frac{2\boldsymbol{B}_0\cdot\Delta\boldsymbol{B}}{|\boldsymbol{B}_0|^2}} \\ &= |\boldsymbol{B}_0| + \frac{\boldsymbol{B}_0\cdot\Delta\boldsymbol{B}}{|\boldsymbol{B}_0|} \end{aligned} \tag{5.14}$$

于是总强度异常为

$$\Delta F = F - F_0 = \boldsymbol{b}_0\cdot\Delta\boldsymbol{B} \tag{5.15}$$

式中 $\boldsymbol{b}_0$ 是正常场方向的单位矢量。可见，总强度异常实际上是异常场在平行于正常场方向上的分量。

磁异常的反演，一般分定性分析和定量计算两步来进行。前者根据实测磁异常的形态特征，推测磁性体的形状和产状，而后者是在前者的基础上，从实测磁场数据计算磁性体的各种几何参数和磁性参数。

一、反演的定性分析

定性分析的基本方法是用正演结果与实测异常等值线图（或磁异常剖面）相比较。

1. 磁性体水平方向延伸情况的估计

从磁异常等值线的形态可以判断磁性体在水平方向是二度体的还是三度体：等轴状的等值线对应三度磁性体，而长带状的等值线则对应二度磁性体，带状等值线的走向也就是磁性体的走向。介于二者之间的是似二

度体。

2. 磁性体垂直方向延伸情况的估计

剖面图提供的信息虽然没有等值线图那样多，但是从剖面图上异常的正负分布可以大致估计磁性体延伸的特点。垂直分量剖面图大致有三种情况：只有正异常(或只有负异常)、正(负)异常一侧有负(正)异常、正(负)异常两侧有负(正)异常。从正演结果可以看出，当顺轴磁化的磁性体向下无限延伸时，磁异常主要是由上端等效磁荷引起的，Z 分量剖面表现为只有正异常(或只有负异常)；向下无限延伸的斜交磁化板状体，其 Z 分量剖面表现为正(负)异常一侧有负(正)异常；向下延伸较小的磁体对应于正(负)异常两侧有负(正)异常 Z 剖面。

3. 磁性体埋深的估计

埋藏较浅的磁性体，其磁异常剖面狭窄而尖锐，埋藏较深的磁性体，其磁异常剖面宽阔而平缓。

4. 磁性体中心位置的估计

当剖面曲线呈对称状时，磁体中心位于极大值的正下方；当剖面曲线为反对称时，磁体中心在零值点下方；当剖面曲线不对称时，磁体中心位于极大值和幅值较大的极小值点之间的某个位置上。

除此之外，利用总强度异常和 Z-H 参量图也可以作出有用的定性估计。

二、反演的定量计算

正演结果和反演的定性分析为反演定量计算提供了基础。定性分析提供了诸如磁化体的形状、大小、延伸、埋深等信息，而正演的磁场等值线图或剖面图，特别是图上的一些特征点，可以直接用于磁体参数的计算。

一般的反演采用迭代方法。从一个初始模型出发，计算其理论磁场分布，然后与实测值比较，得到残差。逐次修改模型参数，使残差逐次减小，理论异常逐次逼近实测值，直到满意为止。拟合的好坏用残差来衡量。

也可以用一些简便的方法确定磁性体的某些参数，以减少反演的未知数，或为初始模型的选择提供依据。

1. 特征点法

磁异常剖面上的极值点、零点、拐点、1/2 极值点、1/4 极值点等特征点往往与磁性体几何参数相对应。以球体为例(图 5.6)，球体的埋深 h 和水

平位置 x_m（球体中心的地面投影到磁场极大值点的距离）可由下式确定

$$\begin{cases} h = \sqrt{\dfrac{(11l_1 + l_2)(l_1 + 11l_2)}{50}} \\ x_m = \dfrac{l_1 + l_2}{10} \end{cases} \tag{5.16}$$

式中，l_1、l_2 分别为磁场剖面曲线零点到极值点的距离。

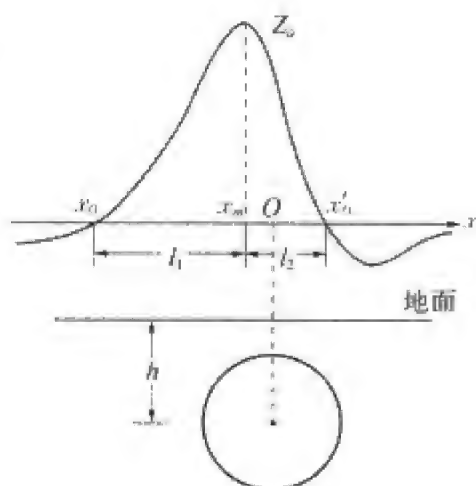


图 5.6 磁化球体特征点反演法示意图

2. 切线法

磁异常剖面曲线上某些点的切线也与磁性体的参数有关。因为这里所用的是切线，所以受正常背景场选择的影响较小。例如，对于顺层磁化、无限延深的二度板状体，其板顶埋深 h 有如下经验公式

$$h = \frac{d_1 + d_2}{4} \tag{5.17}$$

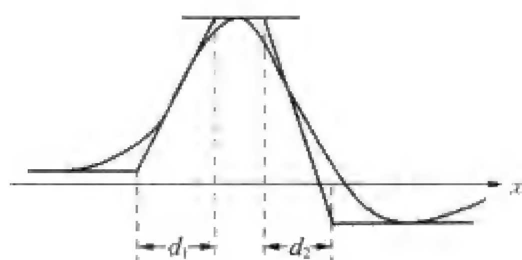


图 5.7 无限延深的二度板状体切线法反演示意图

式中，d_1 和 d_2 的意义如图 5.7 所示，过 Z 剖面曲线的极大值点、两个极小值点、两个拐点作五条切线，得到四个交点，d_1 和 d_2 为交点间的水平距离。

3. 积分法

磁异常曲线的某些类型的积分往往与磁性体的埋深、磁矩、磁化倾角等参数有简单关系，可以用来进行反演。由于积分法使用了整个剖面上的观测值，所以，个别测点的观测误差和干扰不会造成很大的影响。例如，对于任意均匀磁化的二度体，截面有效磁矩的 x，z 分量 m_x，m_z 可以由磁场垂直分量和水平分量的异常剖面曲线用以下积分求得

$$\begin{cases} m_x = -2\displaystyle\int_{-\infty}^{\infty} xZ_a \mathrm{d}x \\ m_z = -2\displaystyle\int_{-\infty}^{\infty} xX_a \mathrm{d}x \end{cases} \tag{5.18}$$

式中，坐标原点位于磁性体截面中心在地面的投影点，x 代表测点至坐标原点的距离。

4. 矢量法

如果磁体向下延伸很大，则磁异常可看做是由上端等效磁荷产生的。利用单磁荷磁力线汇聚（负磁荷）和发散（正磁荷）的性质，用磁异常矢量的作图法可以确定顶端埋深，这种方法可用于柱状或板状磁体。图 5.8 给出在顺层磁化、无限延伸薄板的情况下，用矢量交汇法确定顶端埋深的示意图。

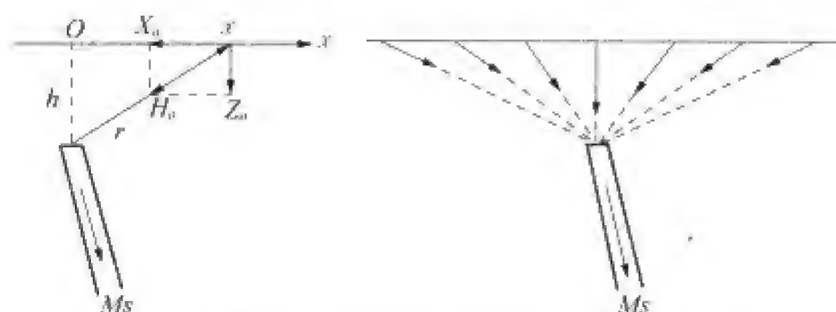


图 5.8 顺层磁化、无限延伸薄板的矢量交汇法示意图

5. 频率域中的反演

磁异常的分析可以在空间域进行，也可以在频率域进行。不同的磁化体产生不同的磁异常，不同的磁异常表现为不同的磁场剖面图和磁场等值线图。我们可以对这些原始而直观的剖面图和等值线图进行适当的数学处理，以便提取出磁性体更本质的信息。

常用的数学处理方法是一维或二维傅里叶变换，通过变化得到磁异常的振幅谱、相位谱和功率谱等空间谱。不同的剖面图和等值线图对应于不同的谱，图 5.9 给出几类磁体的振幅谱和相位谱。通过理论谱与实测谱的对比，可以得到磁性体的有关特征参数，如几何形状、水平和纵深延伸、磁性强弱等。

以上所述仅仅是磁异常反演中常用的一部分方法。在实际工作中，往往根据需要，各种方法结合在一起使用。然而，由不同方法得到的结果有时不完全相同，甚至互相矛盾，此时需要认真分析原始资料，考察各种方法的适用条件和局限性，综合考虑各种因素，并尽可能参考其他来源的资料，做出正确的判断和选择。

近年来，计算机成像技术（CT）发展很快，并成功地用于医学、地震勘探等领域。与地震成像一样，适用于地磁、重力等地球物理场的"位场成像"技术也得到迅速发展，并成为磁法勘探和地质构造研究的有力工具。

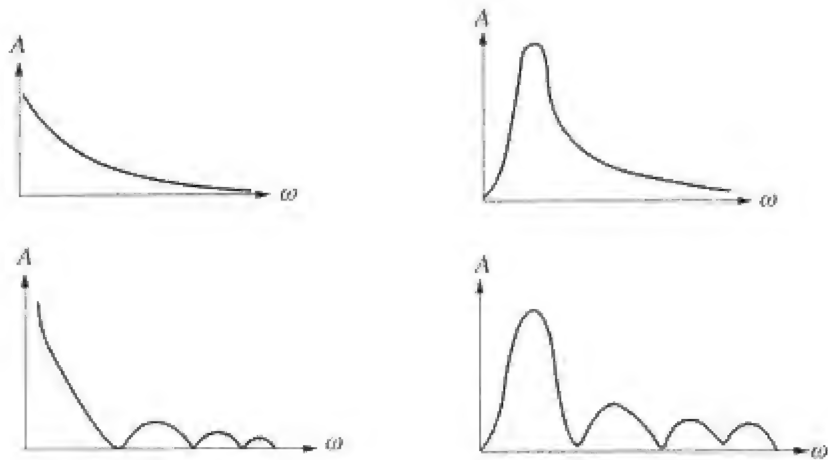


图 5.9　几类磁体的振幅谱和相位谱

三、解析延拓

为了详细了解地磁异常场与磁性矿体/岩体的关系，我们需要将地面附近的磁测结果向地下深处的磁场源区延拓；与此类似，为了对比卫星磁测与地面磁测结果，我们也需要将卫星高度的磁异常测量结果向下延拓到地面，或者将地面结果向上延拓到卫星高度。这种磁场的换算操作称作解析延拓。

解析延拓的数学基础是调和函数，即满足拉普拉斯方程 $\nabla^2 U = \Delta U = 0$ 的函数。这一问题可归结为半空间的狄里希莱(Dirichlet)问题，即在边界条件 $U|_{z=0} = U_0(x, y, 0)$ 之下，解方程 $\Delta U = 0$ ($z < 0$ 或者 $z > 0$)。由于只有在磁场源区以外的空间，磁位和磁场分量才是调和函数，所以，解析延拓只能在场源以外的空间进行。

对于用球谐级数表达的全球磁场来说，这种延拓是毫不费力的简单计算，在第三章我们曾经把地表主磁场一直延拓到核幔界面。对于用矩谐函数和冠谐函数表达的区域磁场而言，也不困难。但是，这种延拓不能理解为简单的外推，特别是对于一般的局部磁异常图情况。

1．解析延拓的理论根据

由于产生地壳磁异常的磁性体位于地表以下某一深度 h 处，所以，该深度以上的部分是无源空间，这里的磁场是无源场，可以用满足拉普拉斯方程的调和函数表达。

假设有一空间域 D，D 域的边界是曲面 S，S 面的外法线单位矢量是 $\boldsymbol{n}$，令 P 和 Q 是 D 域中的两个函数。根据格林公式，我们有

$$\iiint_D (P\Delta Q - Q\Delta P)\mathrm{d}V = \iint_S \left(P\frac{\partial Q}{\partial n} - Q\frac{\partial P}{\partial n}\right)\mathrm{d}S \tag{5.19}$$

令 P 是调和函数，则有 $\Delta P = 0$；令 $Q = \frac{1}{r}$，由直接运算我们知道，在除了 $r = 0$ 一点之外的整个 D 域内，$\Delta Q = 0$，而在 $r = 0$，我们有 $\Delta\left(\frac{1}{r}\right) = -4\pi\delta(r)$。将 P 和 Q 代入式(5.19)左端，得

$$\begin{aligned}\iiint_D \left(P\Delta\frac{1}{r} - \frac{1}{r}\Delta P\right)\mathrm{d}V &= -4\pi\iiint_D P\delta(r)\mathrm{d}V \\ &= -4\pi P(0,0,0)\end{aligned} \tag{5.20}$$

将式(5.20)代入式(5.19)，得

$$P(0,0,0) = -\frac{1}{4\pi}\iint_S \left(P\frac{\partial}{\partial n}\left(\frac{1}{r}\right) - \frac{1}{r}\frac{\partial P}{\partial n}\right)\mathrm{d}S \tag{5.21}$$

公式(5.21)表明，如果已知 D 域边界面 S 上的 P 和 $\partial P/\partial n$，则可以求得 D 域内任意一点的 P，这是解析延拓的基础。

在地壳磁异常情况下，地面以上的空间是调和区域 D，地面是 S 界面，地面的向下法线是 n。如果已经有地面磁场及其梯度资料，则可以计算地面以上任意一点或任意一个曲面上的磁场值。如果观测面是平面，则只需磁场值，或者只需磁场梯度值就行了。

2. 解析延拓的作用

解析延拓可以向上进行，也可以向下进行。对于地壳磁异常而言，场源位于地下某一深度以下，向上延拓是向远离磁源方向的延拓，可以削弱小而浅的磁性体磁场的局部干扰，反映大而深的磁性体的磁场，但是在延拓高度与磁源深度之间并无简单的对应关系，而且，当浅部存在大规模的磁性体时，向上延拓难以消除其影响。

向下延拓是向着磁源方向的延拓，各种尺度异常都得到放大，特别是近距离小尺度异常。向下延拓有利于消除旁侧叠加异常，分离相邻的磁源。在向下延拓时，观测界面上干扰和偶然误差也同样得到放大，从而会引起延拓的不稳定性和虚假异常，这是需要特别注意的。

图 5.10(a)是一个向上延拓的例子。由于地表附近小尺度磁源的磁场随距离增加而迅速衰减，所以，在向上延拓的过程中，原来地表的不规则磁异常剖面逐渐变得平缓和光滑，表明近地表干扰得到很好的压制，深部磁异常凸现了出来。图 5.10(b)是同一地区不同高度航磁剖面图，很好地验证

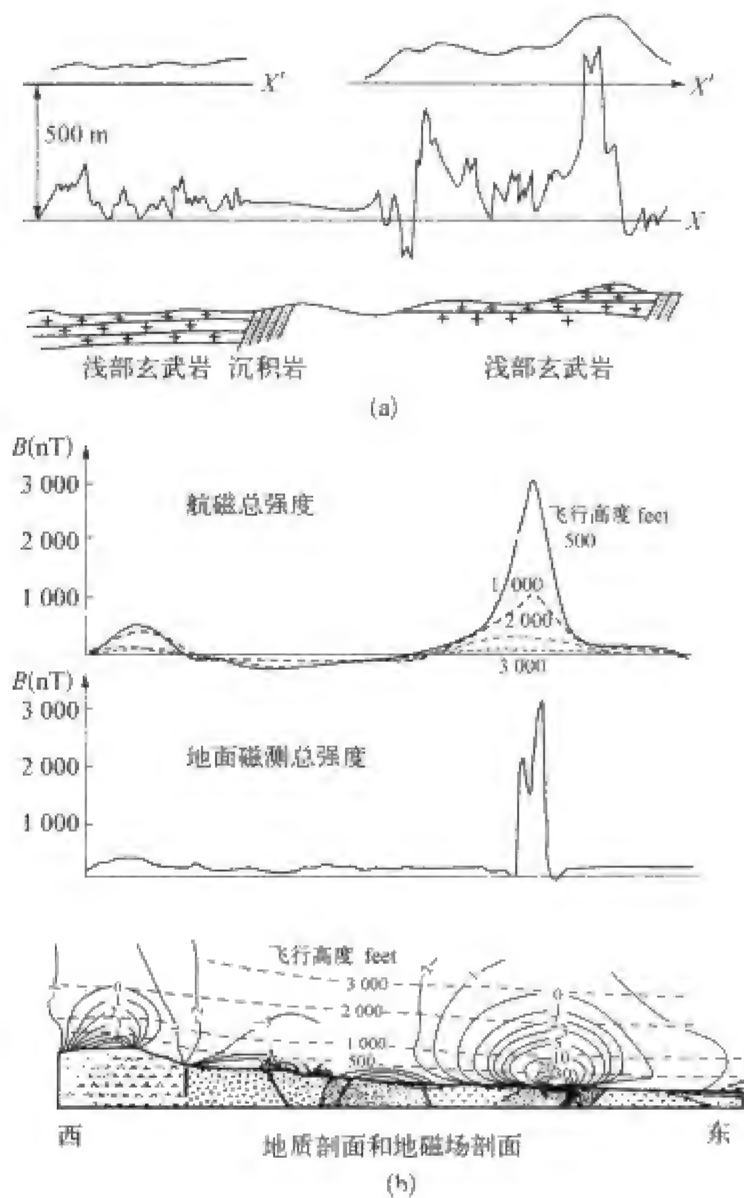


图 5.10 向上解析延拓的例子

(a) 原来地表的不规则磁异常剖面，在向上延拓 500 m 后变得平缓和光滑，表明延拓压制了近地表干扰，突出了深部磁异常；(b) 同一地区不同高度航磁剖面图和地面磁测结果的对比，很好地验证了(a)图向上延拓的合理性。最下面的图显示了垂直面内磁场的等值线。

了图 5.10(a)向上延拓的合理性。

图 5.11(a)是一个向下延拓的例子。两个相邻的磁性体在地面产生的磁异常常叠合在一起，表现为一个宽展的磁异常，当向下延拓，逐渐接近磁源的时候，异常逐渐分离为两个高峰，描绘出两个磁性体的特征。图 5.11

(b)是一个正演计算结果的示意图，两个分离磁性体的磁场剖面在地面(h_0)和低高度(例如 h_1)表现为两个分离的异常，但是当高度增加时(如 h_3)，磁场剖面逐渐变为一个宽展的异常，而不能分辨两个磁性体。

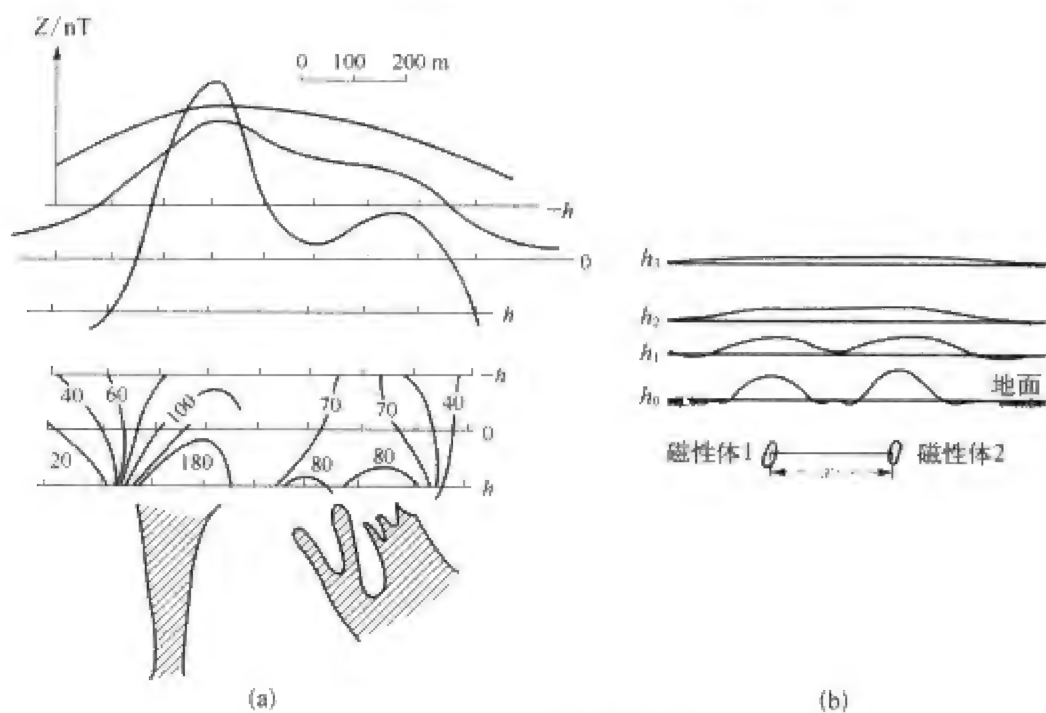


图 5.11 向下解析延拓的例子

(a) 两个相邻的磁性体在地面($h=0$)形成一个宽展的磁异常，无法分离，而在向下延拓的过程中，异常逐渐分离为两个高峰，描绘出两个磁性体的特征；(b) 两个分离磁性体磁场的正演结果示意图。在地面和低高度，磁异常表现为两个分离的异常，当高度增加时，两个异常逐渐合一，变成一个宽展的异常。

地壳磁异常向上延拓在空间上没有一定的限制，可以一直到卫星高度，以便将地面或航测资料与卫星资料做对比。而向下延拓则不能超过目标磁体。

四、反演的不确定性

由于地磁观测一般是在有限区域进行的，不能提供完全的边界条件，在数学上属于不适定问题。此外，观测资料精度总是有限的，不同形状、不同磁性、不同深度的磁性体可以产生相似的磁异常，有时难以分辨，所以反演的解通常不唯一。为了减小不唯一性，除了增加资料，扩大测区和提高测量精度外，磁场测量要与其他探测手段和钻井资料联合分析，才能得到可靠的结论。

造成反演解释不唯一的另一个原因是磁测资料分布密度的不同。测点或测线密度不同可能得到完全不同的等值线图。图 5.12 是同一地区两次航测得到的磁场等值线图。左图的测线距离大，磁异常等值线图未能发现地下磁性矿体；右图的测距小，得到典型的磁性体异常。

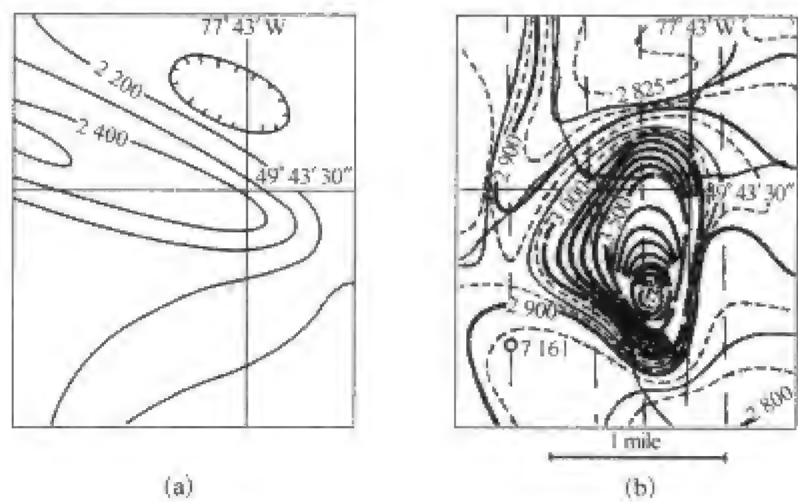


图 5.12　加拿大魁北克省马塔加米硫化矿区两次航测得到的磁场等值线图

(a) 测线距离为 0.5 英里，等值线呈长条状，异常值约 200 nT，(b) 测线距离加密到 0.25 英里，等值线描绘出 2 000 nT 的强异常区，据此发现了加拿大最大的硫化矿。

第四节　地壳磁异常与地壳磁化强度

由地壳磁异常可以推测地壳磁性分布。粗略地看一下地壳磁场图（如图 4.18、图 4.19 和图 4.20）即可发现，海洋和大陆的地壳磁场显示出明显的差异。这种大尺度地磁异常是由海陆岩石圈磁性差异造成的。

图 5.13（见彩页 8）是根据 NASA 地磁卫星 MAGSAT、OGO-2、OGO-4、OGO-6 的磁场观测资料导出的地壳岩石磁化强度分布模型。这个模型也符合地壳岩石磁性的其他信息，例如海洋陆地的磁性差异。模型中还包括火成岩地壳的厚度和温度。由图可以看出，强磁化区域集中在大陆地区，而海洋地壳磁化强度一般较弱。

图 5.13 显示出，在非洲赤道附近中非共和国首都班吉（Bangui）地区，

有一块强磁化区，它产生的磁异常叫做班吉磁异常。从第四章图 4.13(a)和(c)、图 4.14 和 4.15 可以看出，该区中间是 + Z 异常，南北两侧是较弱的 − Z 异常，X 分量也有相应的异常分布。

关于班吉异常区的成因众说不一，格德勒等认为，班吉异常是 1 亿多年前一块大陨石冲击地球所产生的(Girdler et al.，1992)，也有人认为这块磁异常是地壳破裂和巨大火成岩体侵入的结果。

第五节 海底磁异常与海底扩张

大洋上许多地区的磁异常分布有明显的特征：在海岭两边，正异常区和负异常区呈条带状相间排列，并与海岭的走向平行。异常的分布在海岭两侧是对称的，并可延伸到很远的距离。异常条带的排列不受海底地形的影响，只有经过大断裂时，磁异常的图案才发生整体的错动。图 5.14 是海岭附近正负磁异常条带图、磁测剖面图以及地磁极性年表的对应关系。

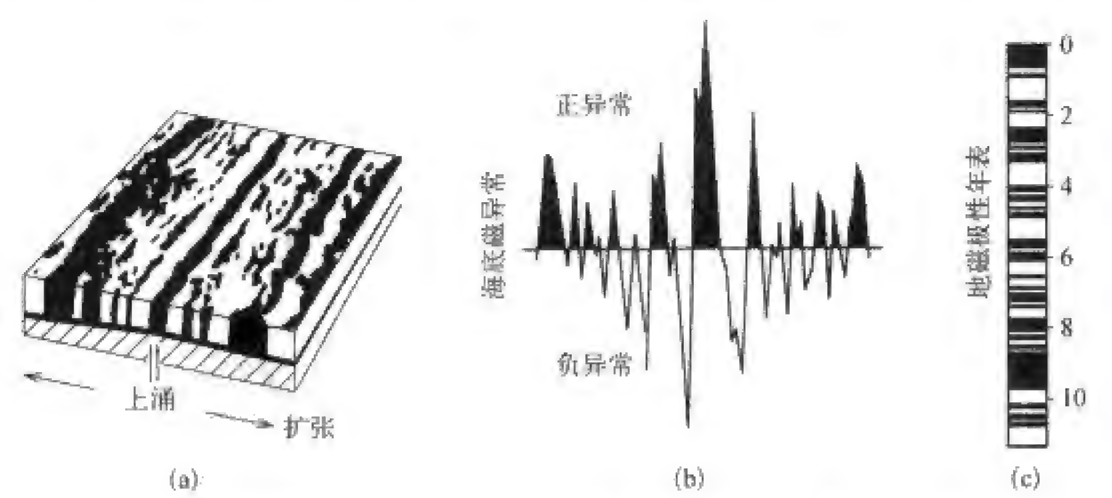


图 5.14 海岭附近正负磁异常条带图、磁测剖面图以及地磁极性年表的对应关系

海洋磁异常很强，距海底 2～5 km 的海面上测得的磁异常，其峰-峰幅度可达几百乃至上千 nT。海洋磁测最常用的是总强度，而总强度异常所反映的是在磁场平均方向上的变化。所以，磁异常的解释取决于观测点的纬度。考虑到这一点，磁异常图案可以用条带状磁性板模型来模拟，板厚约

1.5 km，位于海面以下3~5 km深度处。为了解释磁异常呈正负相间的条带状分布特点，可以用磁化介质与无磁介质相间排列的模型，也可以用正向和反向磁化介质相间排列的模型，后者就是瓦因和马修斯(F. J. Vine, D. H. Mathews)模型。图5.15给出一个模型计算实例，计算出的磁异常与观测结果非常吻合。

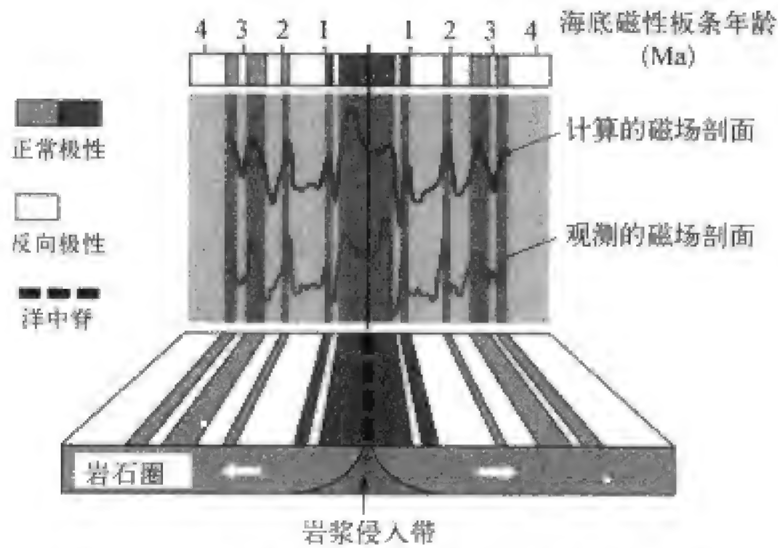


图5.15　海底磁异常条带观测剖面和模型计算结果对比

1963年，瓦因和马修斯提出一个假说：海洋地壳是软流层上升的物质由海岭涌出后向两边扩张所形成的。当它一边扩张一边冷却的时候便获得磁性(热剩磁)，其方向与当时的地磁场方向一致。由于在漫长的地质年代里，地磁场多次发生倒转。因而，冷却的海洋地壳获得相应方向的磁化强度。而海底地壳凝固后的磁性是非常稳定的，所以扩张的海底携带着这种条带状的磁异常图案，离开海岭缓慢向两边离去，最后与大陆板块相遇，在俯冲带插入地幔。海底就像一个巨大的磁带，记录着地磁场倒转和海底扩张的信息。磁异常条带在海岭两边对称分布，说明海底向两边扩张的速度是相近的。按照这个假说，如果海底扩张的速度是均匀的，则正负磁块的宽度正比于正负极性期的长度。

磁异常条带的排列不仅在海岭附近存在，而且可以延伸很远，有时在离海岭1 000多公里的地方依然清楚可辨。图5.16给出全球海洋磁异常的分布，图的上方是冰岛南面海岭两侧和北美西海岸的磁异常分布详图(参看图1.15)，可以看出，前者规则而简单，后者则要复杂得多，几个断层带将条带图案整体错开。图中还画出了全球主要地震带的分布。

图 5.16 全球海洋磁异常分布

由地磁极性年表中各个正向期和反向期的时间长度和相应的海底磁异常条带的宽度，可以确定海底扩张的速度约为 4 cm/yr。假定海底扩张的速度是均匀的，或者可以由其他方法求得，那么，我们就可以反过来用海底磁异常条带的极性及其宽度来推断地磁极性和各个极性期的长度，从而延长地磁年表。人们正是用这种方法，把原来根据岩石标定所得到的 450 万年地磁年表延长到了 7 600 万年以前。

根据板块理论，海洋地壳不断在更新，所以不会有太老的岩石。海底岩石年龄的测定资料表明，情况确实如此。图 5.17（见彩页 9）给出海底岩石年龄的测定结果，在中央脊附近，岩石最年轻，向两侧逐渐变老，最老的岩石出现在海洋板块与大陆板块的汇聚带，但是，最老的岩石年龄大约只有 2 亿年，而地球的年龄超过了 45 亿年。这一事实有力地证明了海底扩张的论断。

第六节　卫星磁测及其地球物理意义

一、卫星与地面磁测的比较和联合解释

卫星磁测给出几百公里高空的地磁场分布，表现为许多尺度不同、强度不同的正负异常区。中低纬度的最大磁异常不超过 10 nT，而极区异常可达 20 nT。图 5.18（见彩页 9）给出卫星高度 Z 分量异常图，北美洲的异常区（用字母标出）主要有：肯德基（Kentucky，KEN）、哈得孙湾（Hudson Bay/Nova Scotia，H）、阿留申群岛（Aleutians Islands，ALI）和墨西哥湾（Gulf of Mexico，GM），欧洲的主要异常区有库尔斯克（Kursk，K）和科罗娜（Kiruna/Northern Fenoscandia，NF），非洲有班吉（Bangui，B）和西非（West Africa，WA），澳大利亚的主要异常区有南澳大利亚（South Australia，SA）和澳大利亚湾（Australian Bight，AB），亚洲有印度（IndoEurasia，IE）、青藏高原（Tibet）、塔里木盆地（Tarim）、四川盆地（SC）和松辽盆地（SL）。海洋异常区主要有：南大西洋异常（SAO）、西南印度洋异常（SWIO）、乌尔维斯海岭异常（Walvis Ridge，WR）、阿古拉高原异常（Agular Plateau，AGP）、Broken Ridge（BR）和 Cretaceous Quiet Zones（CQZ）。

由于地壳磁场随高度而衰减，短波长异常衰减更快，所以，与近地面磁测结果相比，卫星磁异常强度小而空间尺度大，而且结构较简单。与400 km高度处 10～20 nT 卫星磁异常对应的近地面磁异常幅度约为100 nT的量级，而地面小尺度异常可达几千 nT 以上，但是在卫星高度上没有显示。

为了综合利用地面和卫星磁测结果，推断地下岩体和矿体的磁性，必须把地面和不同高度的磁测资料用统一模型加以说明。这里要使用延拓、化极、滤波等许多处理技巧，还要与地质构造以及其他地球物理资料相结合，才可能得到合理的结论。

1. 大尺度磁异常的比较

从大尺度磁异常的宏观形态和分布特点来看，卫星磁异常与地面、海洋、航空磁测结果非常吻合，从而确认了卫星磁测结果的可用性。但仔细比较就会发现，地面磁异常图包含许许多多小尺度异常（几百公里到几十公里，甚至更小），有些异常的强度达到几千 nT，而这些特点在图 4.24 所描绘的高空磁异常图中则没有反映出来。卫星磁异常图一般显得简单而平缓，即使把卫星高度的磁场分布延拓到地面，其基本形态仍保持不变。其实，这是可以预料到的。在图 4.24 中，球谐函数项只取到 $N = 29$ ，可以反映的最小异常尺度大于 1 000 km。要想得到更小尺度的异常，必须大大提高球谐级数的截断水平。

图 5.19 是加拿大地区 MAGSAT 卫星磁测和航空磁测结果的比较。上面的两幅图分别是建模所使用的卫星轨道（左上图，磁平静条件下的轨道）和航磁测量路线（右上图），下面四幅图给出 X、Y，Z 三个分量和总强度 F 等值线的比较，粗实线表示卫星结果，细虚线表示航磁结果。可以看出，从大尺度磁场分布来看，二者符合得非常好，只是在某些小尺度异常的描绘上有一定差别。

2. 小尺度磁异常的比较

由于图 5.19 包含了占绝对优势的地核主磁场部分，正是它控制着磁场分布的基本形态，所以卫星磁测与航磁结果的差异虽有显示，但基本上被主磁场掩盖了。为了对比两种结果在描述地壳磁异常方面的一致性和差异，应该将主磁场部分作为背景正常场从观测值中消去。

图 5.20 是美国近地航空磁测和 POGO 卫星磁测结果的比较。要想直接对比这两种高度不同、强度不同、图案不同的测量结果是十分困难的。必须事先对资料作一些预处理。

为了得到小尺度磁异常，对航磁资料先作如下预处理：

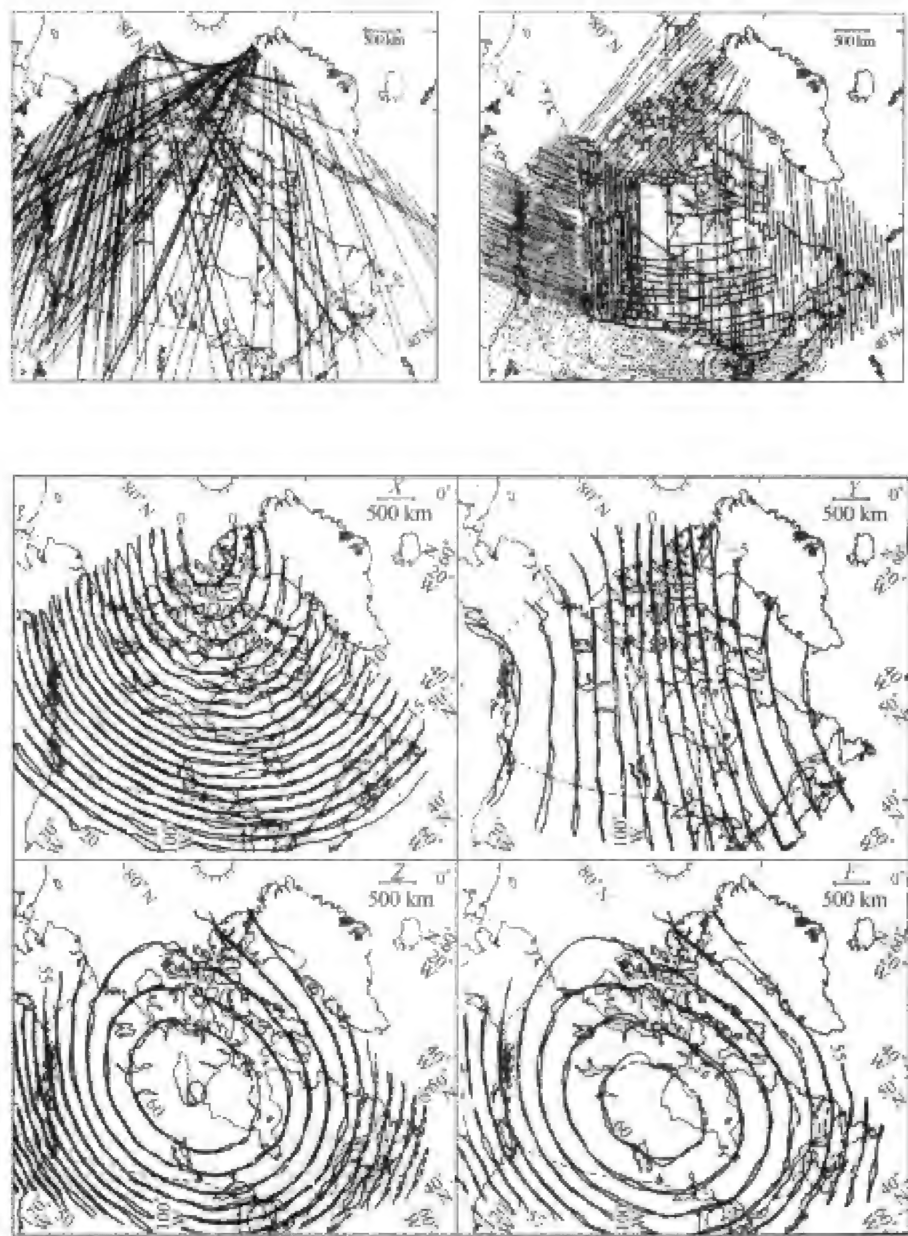


图 5.19 加拿大地区 MAGSAT 卫星磁测和航空磁测结果的比较

左上图：卫星轨道；右上图：航磁测量路线；左中图：X；右中图：Y；左下图：Z；右下图：F。粗实线表示卫星结果（粗虚线表示缺资料），细虚线表示航磁结果（细点线表示缺资料）。等值线间隔 1 000 nT。

① 消去主磁场部分，得到剩余场；

② 从剩余场减去其平均值（-176 nT），得到正负异常区分布平衡的异常场；

③ 对异常场进行低通滤波，去掉$<4°$的小尺度异常（图 5.20 上图）；

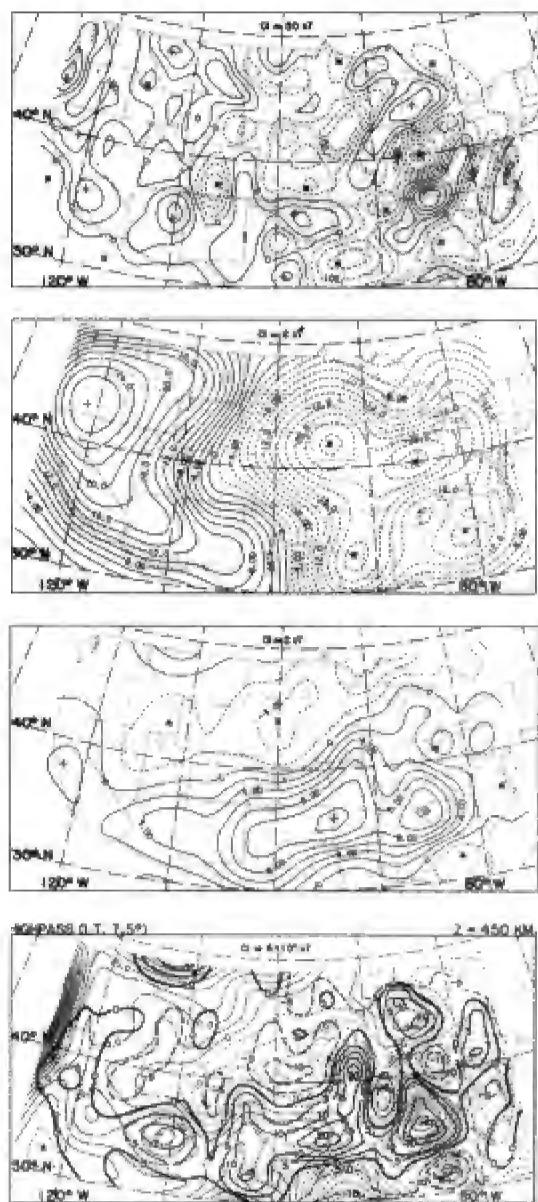


图 5.20 美国地区航磁异常和卫星磁异常的比较

上图是地面航磁异常图(等值线间隔50 nT),第二图是延拓到 450 km 高度的航磁异常图(等值线间隔 2 nT),第三图是 450 km 高度的 POGO 卫星磁异常(等值线距离2 nT),最下的图是经过高通滤波处理以后两种磁异常图的比较(粗线表示卫星磁异常,虚线表示航磁异常,等值线间隔 0.5 nT)。

④ 用等效点源反演法,把地面磁异常向上延拓到 450 km(图 5.20 第二图),以便与同样高度上 POGO 卫星磁异常(图 5.20 第三图)对比。

对 POGO 卫星磁测资料作如下预处理:

① 从原始轨道剖面数据中减去主磁场部分,即减去球谐级数中 $N = 13$ 以下的部分,得到剩余场的轨道剖面;

② 选择高度适当(240～470 km)的轨道剖面数据构建模型;

③ 消去赤道环电流等外源场部分。

图 5.20 的四幅图给出了这两种磁异常图的比较结果,从上到下分别是地面航磁异常、延拓到 450 km高度上的航磁异常、450 km 高度上卫磁异常及二者的比较。从第二幅图可以看出,在北美中部有一个跨大陆的长波长异常带,在美国西部最大异常值达到 +21 nT,异常带一直延伸到美国东部,演变为宽展的负异常,最大值为 −21 nT。然而,这一显著的异常成分在卫星磁异常图上却没有显示。航磁图中的这一特点很可能是主磁场未被完全消除的结果,也可能是地壳起源的长波长异常场。为了分析两种地磁异常图的相关性,特别是短波长磁场成分的相关性,应该首先去掉这种长波长异常成分。对截止波长不同的高通滤波结果的分析比较表明,当高通滤波的截止波长为 800～1 000 km($\approx 7.5^{\circ}$)时,两种磁异常图相关性

最高。图 5.20 最下图给出它们的比较结果，图中粗线表示卫星磁异常，虚线表示航磁异常。二者的异常几乎一一对应，并且都显示出，在美国的南部有一个横贯大陆的正磁异常，它的北面是负磁异常带。

二、卫星磁异常的大地构造意义

卫星磁异常揭示了地壳磁性分布的特点，它与地质构造和岩石圈演化有密切关系。对比分析二者在地域分布上的相关性，对于认识大地构造有重要意义。应该注意的是，在比较磁异常和大地构造单元的地理分布时，必须分辨地磁异常是由岩石感应磁化所产生的还是由剩余磁化产生的。二者的物理机理是不同的。如前所述，感应磁化与现在的地磁场有关，即使是形状和磁化率完全一样的岩体，在不同地磁纬度处，其磁异常表现也会有很大差异；而剩余磁化则主要决定于岩石形成时的地磁场方向以及后来的构造运动。由此，我们可以预料，即使不考虑其他更复杂的地质因素，也会发生这样的情况：同样类型的地质体，有的地方与正异常对应，有的地方与负异常对应，而有的地方则毫无对应关系。

图 5.21 把 MAGSAT 标量磁异常和全球主要地质构造单元重叠地画在一起，盆地、高原、平原、海沟、俯冲带、隆起、地盾、克拉通、地台、地槽等用该地质体名称的缩写英文字母表示，如 SZ 表示四川盆地，TA 表示塔里木盆地，等等。仔细对比可以发现：

(1) 在海洋地区，负磁异常多对应于海洋盆地和深海平原(如墨西哥湾 GM、加拿大盆地 CB、马达加斯加盆地 MA)，而正异常多与海底高原、隆起、海沟相伴随。

(2) 在大陆地区，对应关系复杂多变，无论在异常正负、分布范围，还是异常幅度上都不像海洋地区那样简单。这可能与大陆复杂的地质构造和演化历史有关。卫星磁异常可能是许许多多小异常叠加后，在卫星高度上的综合表现。地磁纬度的差异会影响磁异常特点，居里点等温面的起伏也会使异常复杂化。虽然如此，我们还是可以找到磁异常与地质构造的一些对应关系。正磁异常往往与前寒武纪地盾、克拉通和地台相对应，如乌克兰地盾、西伯利亚地台、西非克拉通；在一些大的盆地(如西德克萨斯盆地 WT、塔里木盆地 TA、四川盆地 SZ)，也有正磁异常分布。负异常出现在东非裂谷和亚马逊河谷。最显著的负异常位于青藏高原和喜马拉雅地区(HY)，异常分布与地形有很好的对应关系。

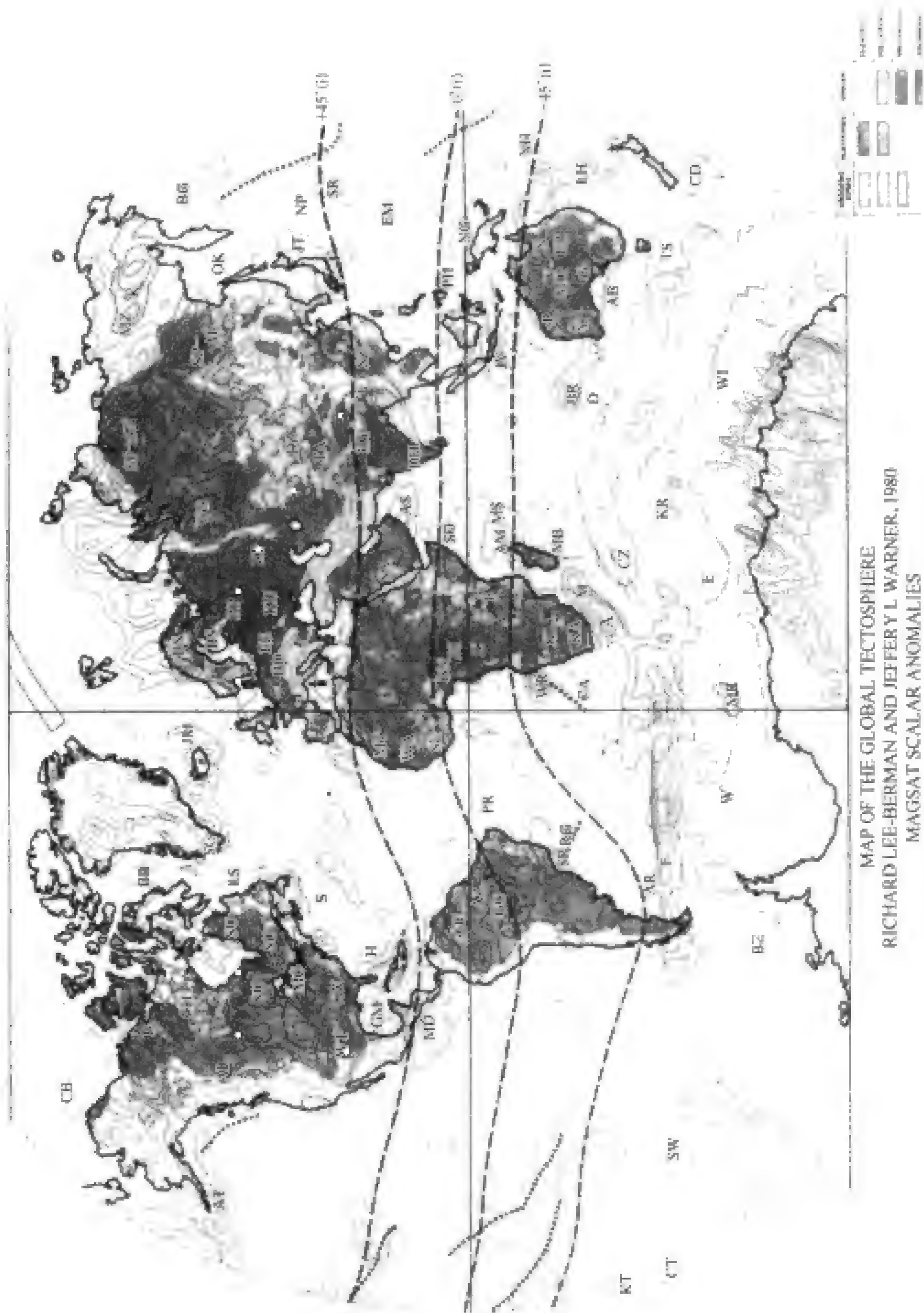


图 5.21 MAGSAT 标量磁异常和全球主要地质构造单元的比较

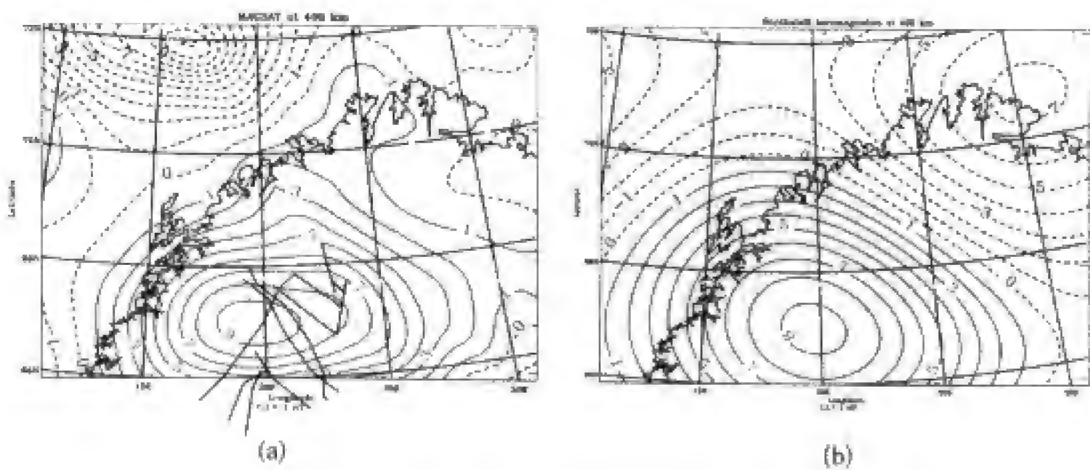
三、卫星磁异常与矿产资源勘探

卫星的飞行高度虽然距离地面几百公里，但是全球大型铁矿的磁异常在卫星高度的磁场图中也有所反映，例如在 MAGSAT 卫星磁图中，可以清楚地识别出俄罗斯库尔斯克、瑞典的科罗娜、中非的班吉等大型铁矿磁异常。

1. *科罗娜铁矿磁异常*

科罗娜(Kiruna)是瑞典北部小镇，因铁矿而著名。图 5.22(a)是 MAGSAT 总强度等值线图，卫星高度约 400 km。该图显示，瑞典北部有一个明显的正异常区，其中心位于 67°N，20°E 附近，最大磁异常超过 +9 nT，异常区一直延伸到斯堪的纳维亚半岛海岸，半岛北面的海区是负异常。

在这一地区，曾经进行过详细的航磁测量，航磁异常图显示出一个>6 000 nT的正异常区，把近地磁异常延拓到 400 km 高度后，得到图 5.22(b)所示的地磁图，其分布和强度与卫星磁异常图非常吻合。假定磁异常幅度随磁源距增加而减小的规律是已知函数，则磁源体的深度可以由卫星磁异常图估计出来，实际估计值为 20～30 km。这一地区的地壳厚度是 46 km，所以磁源位于中下地壳。该区的主要断裂带正好位于磁异常区中部，如图5.22(a)所示，所以，可以推断，引起磁异常的不仅是深部磁性物质，而且与断裂带的分布也有关系。断裂带可能为下地壳物质运移到上地壳提供了一个迁移通道，这些深大断裂控制着上地壳的成矿过程。



(a)　(b)

图 5.22　科罗娜铁矿磁异常在卫星地磁图和近地航磁图中的显示

(a) 400 km高度处磁测卫星 MAGSAT 总强度等值线图；(b) 近地表航磁异常延拓到 400 km高度后得到的磁异常显示。可以看出，二者的强度和图案非常一致。

2. 库尔斯克铁矿磁异常

俄罗斯莫斯科以南，黑海以北是著名的库尔斯克(Kursk)铁矿区，地面磁异常中心位于 51°N，37°E，最大异常超过 10 000 nT(参看图 1.14(a)，(b))。早期的地质和地球物理研究指出，库尔斯克异常区位于乌克兰地盾和伏龙芝地块，磁异常源分布在整个地壳和部分上地幔内。这一磁异常区在400 km高度的 MAGSAT 卫星上表现为一个突出的正异常，最大幅度达到 +12 nT。图 5.23(见彩页 10)是 CMP3 模型($n=15\sim42$)给出的 $B_r(-Z)$ 分量的异常图，最大 Z 分量异常达到 +22 nT。图中黑点表示铁石英岩的位置，五星表示深钻位置。

泰勒等人检验了 Oersted 卫星 660 km 高度的磁异常图，结果表明 MAGSAT 和 Oersted 磁异常资料符合得很好，用地质块体模型拟合磁异常观测结果，得到了异常区地壳岩石磁化强度为 3 A/m。

参考文献

Achache J, Yves C, Unal G. The French program of Circumterrestrial Magnetic Surveys using stratospheric balloons[J]. EOS Trans. AGU, 1991, 72: 97-101.

Alsdorf D E, von Frese R R B, Arkani-Hamed J, Noltimier H. Separation of lithospheric, external, and core components of the polar geomagnetic field at satellite altitude[J]. J. Geophys. Res., 1994, 99: 4655-4667.

Campbell W H. Introduction to Geomagnetic Fields [M]. New York: Cambridge University Press, 1997.

Chapman S, Bartels J. Geomagnetism[M]. Oxford: Clarendon Press, 1940.

Fullerton L G, Frey H V, Roark J H, Thomas H H. Contributions of Cretaceous Quiet Zone natural remnant magnetization to Magsat anomalies in the Southwest Indian Ocean [J]. J. Geophys. Res., 1994, 99(B6): 11923-11936.

Jackson J D, Classical Electrodynamics[M]. New York, London, Sydney, Toronto: John Wiley & Sons, Inc., 1975.

Matsushita S, Campbell W H. Physics of Geomagnetic Phenomena [M]. New York: Academic Press, 1967.

McElhinny M W. Palaeomagnetism and plate tectonics [M]. London, New York, Melbourne: Cambridge university press, 1973.

Nagata T. Rock magnetism[M]. Maruzen, 1961.

Parkinson W D. Introduction to Geomagnetism [M]. Edinburgh and London: Scottish Academic Press, 1983.

Taylor P T, Frawley J J. Magsat anomaly data over the Kursk region[J]. USSR Phys.

Earth Planet. Int, 1987, 45: 255-265.

多布林 M B. 地球物理勘探概论[M].吴晖译,北京:石油工业出版社,1983.

管志宁,地磁场与磁力勘探[M].北京:地质出版社,2005.

国家地质总局航空物探大队. 航空磁测和地面物探异常简况实例[M]. 北京:地质出版社,1979.

胡友秋. 电磁学[M]. 北京:高等教育出版社,1994.

王妙月.勘探地球物理学[M].北京:地震出版社,2003.

瓦奎尔 V. 海底地磁学[M]. 于联生,杜曾荫,吴铭先译. 北京:科学出版社,1984.

杨诺夫斯基. 地磁学[M]. 刘洪学,周珧秀译. 北京:地质出版社,1982.

曾华霖,阚筱玲,谢婷婷,张汝康. 重磁勘探反演问题[M]. 北京:石油工业出版社,1991.

朱岗昆. 古地磁学——基础、原理、方法、成果与应用[M].北京:科学出版社,2005.

第六章　地球变化磁场形态学

第一节　变化磁场的时空特点

“地球变化磁场”(geomagnetic variation field)是指随时间变化较快的那部分地磁场，主要由固体地球之外的空间电流体系所产生，所以变化磁场通常又称作“外源磁场”。外源场通过电磁感应在地球内部产生的感应电流对变化磁场也有一定贡献。

地磁场的另外两部分——地核主磁场和地壳异常场——也有变化，但其特点完全不同。地核磁场变化较快的部分(周期短于几年)只存在于外核源区内，由于高电导率地幔的屏蔽效应，这些变化很难到达地球表面，只有周期很长的那些变化可以在地面观测到，这就是主磁场的“长期变化”。至于地壳异常磁场，一般是非常稳定的，除了偶然的地质灾害性事件外，地壳磁场变化的时间尺度是以地质年代量度的。由于“变化磁场”一词容易使人与普遍存在的磁场变化(包括快速变化和缓慢的长期变化)相混淆，所以，查普曼和巴特尔斯称其为“瞬变磁场”(transient magnetic variation)。

就全球平均来说，内源场占地球总磁场的 99%(其中 95%是地核场，4%是地壳场)，外源磁场仅占 1%。然而正是这 1%的外源磁场携带着地球空间环境的丰富信息。空间物理学这一重要的新兴学科就是发端于对这 1%磁场的研究，也正是这 1%的磁场，提供了大地电磁探测的源场。

一、外源磁场与内源磁场的差异

外源磁场与内源磁场的差别主要表现在以下几个方面：

1. 时间变化特征

与地核场和地壳场相比，外源场最明显的特征是它随时间发生快速变化，变化的时间尺度从几十分之一秒（地磁脉动）到11年（地磁场的太阳活动周变化），其中包括日变化、暴时变化、27日太阳自转周变化、季节变化等等。这就是说，变化磁场的时间谱覆盖了10^{-2}～10^{8} s共10个数量级。地核主磁场的长期变化的时间尺度是10^{8} s以上，地壳场变化的时间尺度则更长。图6.1是在海面和海底记到的地磁场能谱，它给出了几类变化磁场主要的时间尺度范围。

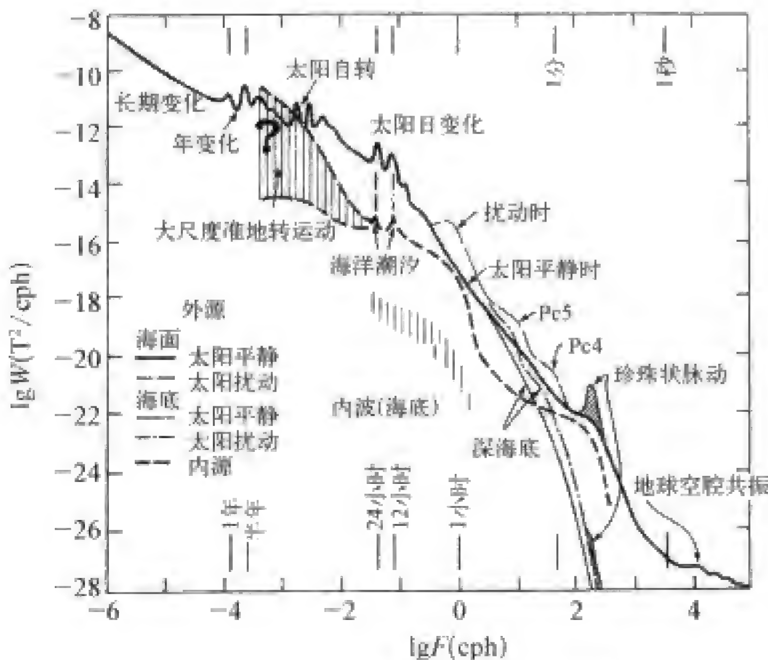


图6.1 海面和海底记到的变化磁场能谱

2. 空间分布特征

外源场在空间分布上的特征是它的全球性尺度和空间相关性。这一点与地核主磁场相似，但与地壳异常场的局部特点明显不同。大多数外源场的变化，如太阳静日变化、磁暴等，具有全球尺度，即使是亚暴极光带电集流和赤道电集流这些空间尺度较小的电流体系，它产生的磁场也有相当大的空间展布，而地壳场异常的空间尺度往往只有百公里量级，甚至更小。

3. 物理起源

地壳场起源于岩石磁性，而地核场与外源场则有相似的物理起源，只是场源的位置和性质不同：前者起源于地核内部等离子体（磁流体）的动力学过程，而后者起源于空间等离子体动力学过程。太阳风发电机、电离层发电机和地核发电机过程遵循类似的物理方程，只是介质物理参数、边界条件和

受力状态不同而已。

4. 可观测性

在可观测性方面，地核场与外源场截然不同。外源场除了可以在地面观测外，还可以借助航天器直接进入源区观测，但是地核场只能在地面和空间观测，其源区无法直接到达。地壳场也基本上是这种情况，由此导致了不同磁场部分研究方法的不同。

二、变化磁场的分类

检查任意一个地磁台的连续记录都可以发现，有些天的地磁变化平缓而规则，有些天的变化则不太规则，地磁学中分别称之为"磁静日"(magnetically quiet day)和"磁扰日"(magnetically disturbed day)。完全平静和剧烈扰动的日子都不多，大多数日子的地磁变化是规则日变上叠加一些形态和幅度不同的扰动。由此可见，变化磁场中包含着许多不同的成分，有的成分呈规则的周期性变化，有的则很不规则；有的幅度较小而变化平缓，有的幅度很大而变化剧烈；有的变化在全球同时出现，有的变化仅限于局部地区；有的变化持续存在，有的偶然出现。

为了描述和研究的方便，一般按照形态特征，把变化磁场分为平静变化和扰动变化两大类。图 6.2 给出 1989 年 3 月 8 日到 20 日期间中国 120°子午台链地磁场 H 分量的变化。台站位置如左图黑点所示，从高纬到低纬依次是长春、北京、大连、上海佘山、武汉、韶阳、泉州、广州、琼中。各台 H 分量变化曲线如中图所示。可以看出，在这 13 天当中，有形态规则的静日变化，如 11、12、16、19 日，也有形态复杂的扰动变化，其中 13～14 日的磁暴是典型的磁扰，而 3 月 9 日的扰动程度介于二者之间。对比不同纬度台站的记录，可以看到磁扰随纬度的变化规律，也可以看到磁暴的大尺度特征。右图是变化磁场的另一种描述方法——每日等效电流矢量图，它是由地磁变化反演得到的高空电流体系。在磁静日可以看到规则的中午电流涡，在磁暴期间，强大的西向电流占优势。

最主要的平静变化有太阳静日变化(简称 S_q)和太阴日变化(简称 L)，它们的变化周期分别为 1 个太阳日(24 小时)和 1 个太阴日(～25 小时)。在过去的文献中，只有"太阴日变化"一词。由于这种太阴日变化是由平静日资料导出的，所以更合理的术语应为"太阴静日变化"，而磁扰日的太阴日变化可相应地称之为"太阴扰日变化"。在中低纬度地区，只要不是强烈扰动的日子，在磁照图上总是可以清楚地分辨出占优势的 S_q 变化。但太阴

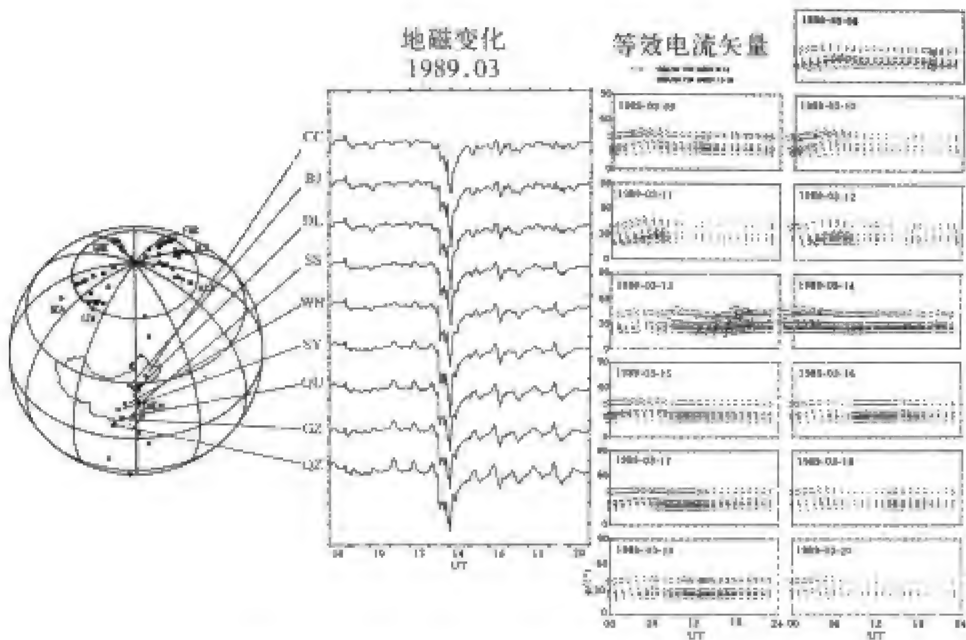


图 6.2 中国地磁台链记录到的变化磁场(1989.3.8～3.20)
左图黑点表示台站位置,从上到下依次是长春、北京、大连、上海佘山、武汉、韶阳、泉州、广州、琼中。图中还画出了6条高纬度台链的位置;中图是各台 H 分量变化曲线;右图是每日等效电流矢量图。

日变化幅度很小,必须用有效的统计方法,从大量记录中才能提取出来。只有在赤道附近,太阴日变化才能直接从磁照图上看出来。

与周期性的平静变化形成明显对照的是扰动变化(记作 D)。它们的主要特点是出现时间不规则,变化形态复杂,缺乏长期连续性。其中,磁暴是最重要的一种扰动类型。在太阳活动低年,磁暴,特别是强烈磁暴很少出现。但在太阳活动高年,磁暴频繁发生,而且强度很大,变化剧烈。在中低纬度台站,磁暴变化在 H(或 X)分量上表现最明显。

地磁亚暴是另一种重要的扰动变化,它主要表现在极区和高纬度区。在极光带,亚暴有极其复杂的变化形态,在中低纬度,亚暴表现为变化较平缓的湾扰。亚暴通常持续几十分钟到一两个小时,有时一个接一个连续发生,有时孤立发生。亚暴的发生与日冕物质抛射和耀斑爆发等太阳活动过程有密切关系。

钩扰是偶尔能观测到的一种扰动类型,出现的范围限于中低纬度白天一侧。形态规则呈钩状,幅度一般也不大。

比上述磁扰周期更短的是地磁脉动,这是最经常出现的一种地磁扰动,幅度不大,周期范围很宽。在常规地磁台只能看到长周期脉动,而短周期脉动要用快速记录才可得到。根据形态特征,脉动可分成持续性(规则)脉动和不规则脉动两大类,每大类又根据周期分为若干类。

值得注意的是，地磁扰动按形态学分类与按物理成因分类并不一一对应，有时，不同类型的扰动是同一物理过程产生的，有时，不同物理过程在某些地区产生类似的扰动。对磁扰现象的观测总是在物理解释之前，后来更多的观测（特别是卫星观测）和物理研究会发现先前的形态学分类不完全合适，并试图重新分类，于是对同一现象会有不同的分类和名称。由于历史原因和约定俗成的习惯，一些老的分类名称还在使用，但往往具有新的含义。

第二节 变化磁场的分析技术

为了认识变化磁场的空间分布和时间演化特征，并为进一步的物理成因研究提供观测基础，人们使用了单台、双台、台链、局域台网、全球台网、卫星等各种观测系统，从地面、低空、海底到空间各个区域获得资料。针对不同情况，使用相应的描述和分析方法。例如，对单台资料的时序叠加法、傅里叶分析、本征模分析，对双台资料的对比分析，对台链资料的相关分析，对局域台网的冠谐、矩谐和双调和分析，对全球台网的球谐分析，等等。应该指出的是，没有一种方法是万能的、普适的。各种分析方法有其适用范围，也有其优点和局限性。

一、单台记录的分析方法

单台资料是区域台网和全球台网的基础，变化磁场的许多时变特征是由单台资料首先发现的。在已经建立全球台网的今天，虽然单台资料对描述一个地球物理场来说作用有限，但是，在某些特定的场合，如仅随地方时变化的 S_q 场、L 场以及随世界时变化的 Dst 场，单台资料仍有一定用处。单台记录由于没有空间变量而使其分析变得较为简单，关于时间序列的各种统计分析方法，基本上都适用于单台地磁变化的研究。

1. 克利时序迭加法（Chree superposed-epoch method）

这是分析单台资料最常用的老方法。实际的地磁记录包含多种周期的和非周期成分，也包含许多随机变化，如果想从中提取出周期为 T 的成分 $F(t)$

$$F(t+nT)=F(t),\quad n=0,1,2\cdots \tag{6.1}$$

先将连续的资料按相等的时间长度 T 分为若干个样本，然后将各样本对应

时刻的值相加，再除以样本数。这样一来，其他非 T 周期成分和随机变化被压制，而得到包含在这些样本中的 $F(t)$的平均变化。变化磁场中最重要的 S_q、L 等周期变化就是这样得到的。地磁活动的 27 日重现性也是用这种方法得到的。

时序叠加法也可用于不是连续发生的现象（如磁暴）。在此情况下，选取样本时必须注意时间的起点。以磁暴为例，我们可以把磁暴开始的时刻作为样本的起点，并选取类型相同、长度相近的磁暴作为样本进行统计分析。图 6.3 给出用这种方法求地磁活动 27 日重现性的一个例子，这里使用了 1906～1924 年每天的磁情记数（一种描述全天地磁活动性的指数，每天一个，0 表示平静，2 表示扰动，1 表示介于二者之间），分别以扰日和静日为参考日，样本长度为 35 天。

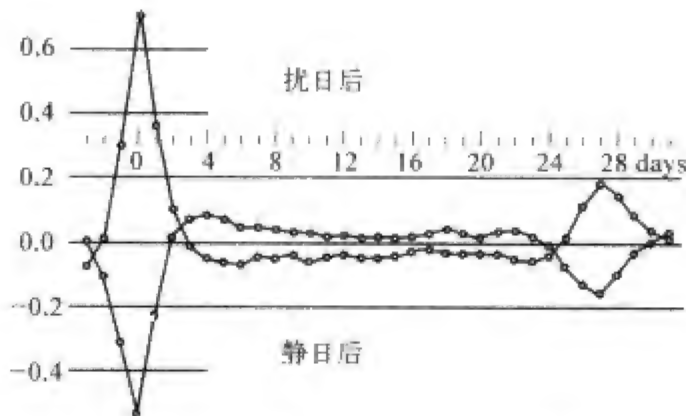


图 6.3 用时序叠加法求得的磁扰和磁静 27 日周期变化结果(1906～1924)

2. 谱分析(Spectrum analysis)

变化磁场包含许多成因不同、周期不同、形态不同、强度不同的成分，一个台站记到的地磁场变化是所有这些成分的叠加，表现为一列具有随机性的、前后互相关联的、随时间变化的观测数据，称之为随机时间序列。它可以是连续的（如用感光纸记录的磁照图），也可以是离散的（如等间隔采样的分钟值、小时值）。为了探讨序列的内在统计规律，得到组成序列的各种成分的形态、强度、相位等特征，发展出许多分析方法和统计模型。在变化磁场分析中最常使用的是各种谱分析方法，如傅里叶谱、动态谱、小波谱等。

(1) 傅里叶谱分析(Fourier analysis)

傅里叶谱分析是使用最广的时间序列分析法，它可以把满足一定条件的周期函数分解为组成它的各种谐波成分，其周期分别为 T（基波或一次波）、$T/2$（二次波）、$T/3$（三次波）等等。也就是说，把函数在正弦、余弦函数

组成的正交基(函数系)上展开,写成如下形式:

$$S(t) = A_0 + \sum_{m=1}^{M}(A_m \cos mt + B_m \sin mt)$$
$$= A_0 + \sum_{m=1}^{M} C_m \sin(mt + \alpha_m) \qquad (6.2)$$

整个时间序列可以看成是这些正弦函数和余弦函数的“加权和”,系数 A_m, B_m, C_m 是权重因子,表示每一个基函数对总序列的贡献。

上式所表示的是离散谱的傅里叶分析,即频谱由离散的谱线所组成。作为一种自然的延伸,傅里叶分析可以扩展到连续谱,从而得到傅里叶变换公式:

$$\begin{cases} f(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \hat{f}(\omega)\mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega t}\,\mathrm{d}\omega \\ \hat{f}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t)\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega t}\,\mathrm{d}t \end{cases} \qquad (6.3)$$

函数 $f(t)$ 可以理解为简单波形 $\mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega t}$ 的加权和,而特定频率 ω 的权重是 $\hat{f}(\omega)$。

图 6.4 是用一天的地磁日变记录所做的傅里叶谱分析以及合成后的日变化曲线。可以看出,磁静日变化主要由 1～4 次谐波组成,它们的周期分别是 24、12、8、6 小时,其振幅依次减小。我们也可以用更长的时间序列进行同样的分析,图 6.5 是对 1965 年 3 月美国图森地磁台磁静日的傅里叶分析结果,除了上述的主要谐波外,还可看到 27 日谱线和其他一些次要的谱线。

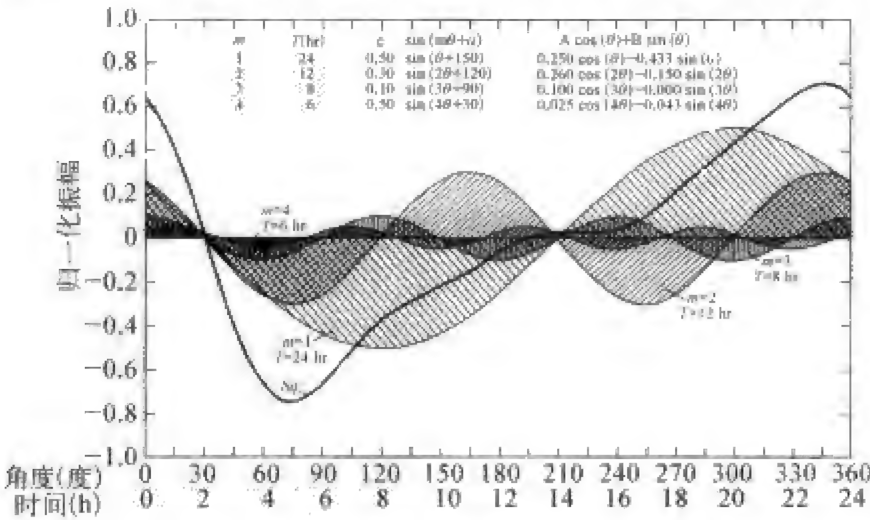


图 6.4　用一天地磁记录所做的磁静日 S_q 的傅里叶分析

粗实线表示 S_q 原始记录,带阴影的曲线表示前 4 次波。

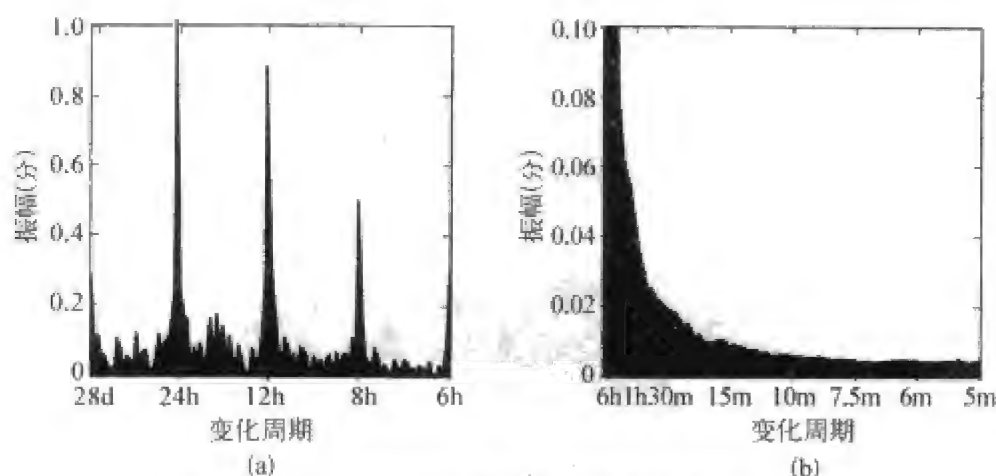


图 6.5　用一月地磁记录所做的磁静日傅里叶分析

对于长的时间序列，快速傅里叶分析(FFT)是一种有效的方法。这是传统傅里叶分析方法与计算技术相结合后的一种发展。

(2) 动态谱分析(Dynamic spectrum)

一个时间序列中的各种谱波不一定从头到尾始终如一，不同成分的强度可能随时间变化，而且，变化的规律往往彼此相异。有时，我们需要追踪序列的各种谱成分是如何随时间演变的，这就需要把整个序列按时间先后分为若干子序列，这些子序列可以是首尾相接的，也可以中间有空隙，也可以部分重叠。将各个子序列的谱按照时间顺序排列起来，就得到了整个序列的动态谱。图 6.6 是脉动动态谱的一个例子，横坐标表示时间，纵坐标表示频率，灰度等级表示强度。近年来发展起来的"小波分析"方法也开始用于变化磁场的动态谱分析。

3. 本征模分析(Eigenmode analysis)

在上述的谱分析中，基本函数系是事先人为选定的，谱分析的目的就是把函数(或时间序列)表达成这些基函数的加权和。从数学上讲，只要满足一定条件，这种表达总可以实现的。但是，对于一个具体的时间序列，所用的基函数是否有明确的物理意义就需要物理学家来回答了。

一种合理的办法是对具体的物理问题选定适合该问题的、有物理意义的基函数，但这样的函数系一般事先并不知道。应该说，在原始的时间序列中隐藏着关于基函数的信息。最理想的方法是直接从时间序列中同时求出基函数及其强度。本征模分析为这一问题的解决提供了有效的途径，"自然正交分量法"(Method of natural orthogonal components，简称 MNOC)就是本征模分析的一种常用方法。它的物理依据在于，利用时间序列本身包含的基函数信息来确定合理的基函数。

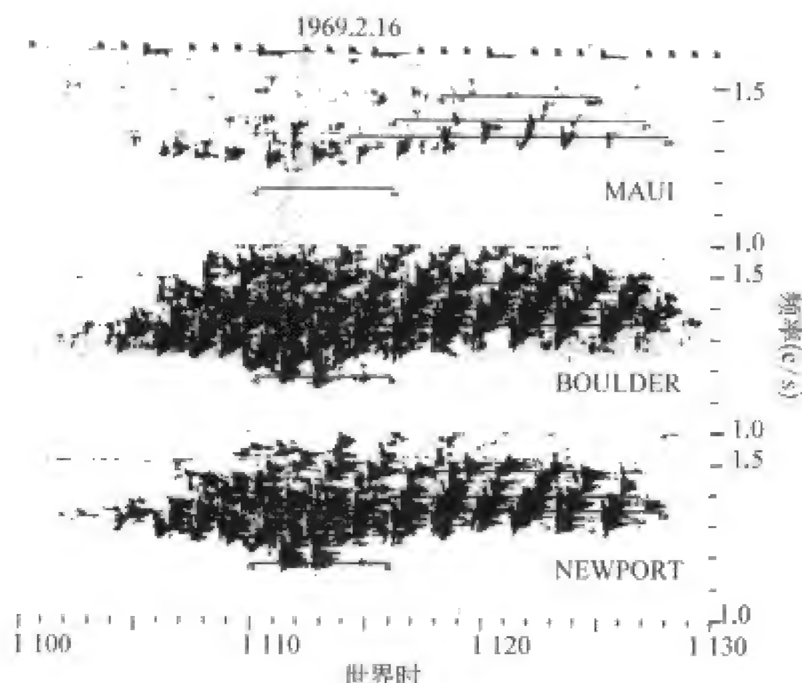


图 6.6 三个地磁台地磁脉动的动态谱

横坐标是世界时,纵坐标是频率,强度用灰度表示。

下面,我们以一个台站的地磁记录为例来说明 MNOC 的基本原理。

取台站某地磁要素 m 天(每天有 n 个观测值,如 24 个时均值)的记录为原始资料,并把这一时间序列写成矩阵形式:

$$X = (x_{ij}), \quad i = 1,2,\cdots,m; \ j = 1,2,\cdots,n \tag{6.4}$$

矩阵的每一个行向量代表一天的记录,是一个统计样本,每个样本包括 n 个元素,m 天的记录提供了 m 个样本。假定有 p 种因素对变化磁场有贡献,其中第 k 种因素的贡献可以写成

$$F^k \equiv (f_{ij}^k) = A^k(\Phi^k)^T,$$
$$i = 1,2,\cdots,m, \ j = 1,2,\cdots,n, \ k = 1,2,\cdots,p \tag{6.5}$$

其中 $\Phi^k = (\varphi_1^k, \varphi_2^k, \cdots, \varphi_n^k)^T$ 表示第 k 种因素贡献的归一化"振型",即假定

$$\sum_{j=1}^{n} \varphi_j^{k2} = 1, \quad k = 1,2,\cdots,p \tag{6.6}$$

$A^k = (a_1^k, a_2^k, \cdots, a_m^k)^T$ 表示第 k 种因素对各个样本的贡献大小(即"振幅")所组成的列向量。于是,总的变化磁场可以写 p 种因素贡献之和:

$$X = \sum_{k=1}^{p} F^k = \sum_{k=1}^{p} A^k(\Phi^k)^T \tag{6.7}$$

由矩阵 X 可以构造下面的协方差矩阵：

$$V \equiv (v_{ij}) = X^T X = \sum_{i=1}^{p}\sum_{j=1}^{p} \Phi^i (A^i)^T A^i (\Phi^i)^T \tag{6.8}$$

如果上述各种因素是互相独立的，则可以假定

$$\begin{cases} (\Phi^i)^T \Phi^j = \begin{cases} 1, i = j \\ 0, i \neq j \end{cases} \\ (A^i)^T A^j = \begin{cases} \lambda_i, i = j \\ 0, i \neq j \end{cases} \end{cases} \tag{6.9}$$

由式(6.8)、式(6.9)得

$$V \cdot \Phi^k = \lambda_k \Phi^k \tag{6.10}$$

$$A^k = X\Phi^k \tag{6.11}$$

由此可见，协方差矩阵 V 的特征向量 $\Phi^k \cdots (k=1,2,\cdots,p)$ 表示各种独立因素的“振型”，它的特征值 $\lambda_k (k=1,2,\cdots,p)$ 则表示各种因素“振幅”的平方和。如果 $p<n$，则 V 是退化的。由于矩阵 X 和 V 的秩相等，所以我们可以用 p 个变量描述原来要用 n 个变量描述的原始数据 X。在一般实例中，$p \ll n$，这样就大大简化了变化磁场的分析和描述。

这样，我们就可以从原始数据 X 出发，同时得到了基函数及其各自对过程的贡献。第 k 种因素的相对贡献可由下式表示：

$$w^k = \frac{\lambda_k}{\sum_{i=1}^{p} \lambda_i} \tag{6.12}$$

应该指出的是，如果影响变化磁场的某些因素完全相关，则这些因素的贡献不能用 MNOC 方法分离，在分析结果中，它们将作为一种因素表现出来。如果几种因素部分相关，则 MNOC 只能给出相互独立的那一部分，这是 MNOC 分析的一个缺陷。此外，原始资料的样本长度决定了能够分离出的影响因素的时间尺度。选择不同的样本长度，可以研究时间尺度不同的各类变化。

二、双台记录分析方法

一对台站所包含的变化磁场信息比一个台站多得多，由此可以得到更多的物理推断。例如，两台变化相同或相似的部分，其场源要么远离台站，

要么场源尺度远大于台站距离；两台变化不同的部分可能起源于靠近一个台站的局部场源；两台变化相似，但时间相位不同的部分，暗示有传播(或行进)的变化存在。

针对不同的问题和不同的磁场成分，应该使用不同的处理方法。上述单台分析方法同样可以用于双台，此外，相关谱分析和差值法也是常用的方法。

图6.7是北京和广州两个地磁台 X 分量的日变记录及其差值曲线，分别记作 S_1、S_2 和 ΔS。可以看出，S_1 和 S_2 两条曲线包含许多不规则的扰动变化，但在 ΔS 曲线上，这些扰动变化成分基本上消失了，剩下的是规则而平滑的太阳静日变化。事实上，两台基本相同的扰动变化部分起源于远离两台的高纬电流或磁层电流体系。这样，我们就从复杂的时间序列中分离出了 S_q 变化。

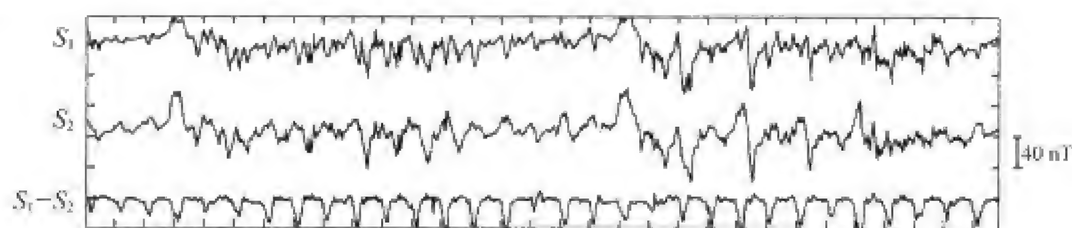


图6.7 1973年1月北京和广州两个地磁台 X 分量日变记录(S_1 和 S_2)及其差值曲线(S_1-S_2)

三、台链资料分析方法

台链是沿某一特定方向布设的一系列设备相同、观测内容和规范相同的台站，这种观测系统对于研究磁场的空间分布、传播特征以及监视空间环境变化极为有用。南北向的台链叫"子午链"，东西向的台链叫"纬圈链"。子午链随地球自转连续扫描地球空间环境，适用于研究随地方时变化的过程，也适用于研究地磁变化的纬度差异及高中低纬的能量传输和耦合过程。纬圈链多用于地磁脉动等东西方向传播现象的检测和研究。

单台和双台资料的分析方法同样可用于台链资料，其中多台对比和相关分析可以给出地磁事件的空间分布特点。除此以外，一个更为有用的方法是根据台链资料计算高空等效电流矢量，这对研究地磁变化的起源非常重要。这里我们可以采用一个非常简化的假设，即认为每一点的磁场是由该点上空的一个无限延伸的水平均匀电流板产生的。这样，电流强度与它产生的地面磁场强度成正比，电流方向垂直于该磁场方向，由地磁变化的水平矢量顺时针旋转90°即得等效电流方向。关于严格的等效电流理论我们

将在下节讲述。

对于稳定的电流体系，如 S_q 电流体系，可以利用子午台链随地球自转的特点，连续得到从东到西的扫描图。图 6.2 右图就是根据中国地磁子午链的连续地磁记录（中图）得到的每天的等效电流体系图，图中可以清楚地看出每天中午附近的 S_q 电流涡。

四、局域台网资料分析方法

二维台网是比一维台链更有用的一种台站布局，它可提供一定范围平面上的变化磁场分布。比较理想的布局是台网面积可以覆盖地磁事件的展布范围。

第四章介绍的区域地磁异常的分析方法，如冠谐分析、矩谐分析、双调和分析等方法，原则上均可以用于局域台网的变化磁场分析。但是由于变化磁场起源于高空电流及其在地球内部的感应电流，所以标量磁位的拉普拉斯方程解必须同时包括内外源场两部分。下面我们在第四章内源磁场矩谐分析的基础上，导出既包括内源场，又包括外源场的矩谐级数表达式（参考图 4.6）。

在地磁场源区以外的空间（如地面附近），磁位 $U(\xi,\eta,\zeta)$ 满足拉普拉斯方程。如果磁场既有内源部分，又有外源部分，则拉普拉斯方程的一般解可以写成如下形式：

$$U(\xi,\eta,\zeta) = A\xi + B\eta + C\zeta + \sum_{\alpha}\sum_{\beta}\left[P^{e}_{\alpha\beta}(\xi,\eta)e^{-\sqrt{\alpha^2+\beta^2}\zeta} + P^{i}_{\alpha\beta}(\xi,\eta)e^{\sqrt{\alpha^2+\beta^2}\zeta}\right] \tag{6.13}$$

式中，

$$p^{e,i}_{\alpha\beta}(\xi,\eta) = A^{e,i}_{\alpha\beta}\cos\alpha\xi\cos\beta\eta + B^{e,i}_{\alpha\beta}\cos\alpha\xi\sin\beta\eta + C^{e,i}_{\alpha\beta}\sin\alpha\xi\cos\beta\eta + D^{e,i}_{\alpha\beta}\sin\alpha\xi\sin\beta\eta \tag{6.14}$$

上标 e 和 i 分别表示磁场的外源部分和内源部分。磁场分量可由 $\boldsymbol{B} = -\nabla U$ 求出，即

$$\begin{cases} B_\xi = -A + \sum\limits_{\alpha}\sum\limits_{\beta}\left[Q^{e}_{\alpha\beta}(\xi,\eta)e^{-\sqrt{\alpha^2+\beta^2}\zeta} + Q^{i}_{\alpha\beta}(\xi,\eta)e^{\sqrt{\alpha^2+\beta^2}\zeta}\right] \\ B_\eta = -B + \sum\limits_{\alpha}\sum\limits_{\beta}\left[R^{e}_{\alpha\beta}(\xi,\eta)e^{-\sqrt{\alpha^2+\beta^2}\zeta} + R^{i}_{\alpha\beta}(\xi,\eta)e^{\sqrt{\alpha^2+\beta^2}\zeta}\right] \\ B_\zeta = -C + \sum\limits_{\alpha}\sum\limits_{\beta}\left[S^{e}_{\alpha\beta}(\xi,\eta)e^{-\sqrt{\alpha^2+\beta^2}\zeta} + S^{i}_{\alpha\beta}(\xi,\eta)e^{\sqrt{\alpha^2+\beta^2}\zeta}\right] \end{cases} \tag{6.15}$$

这里

$$
\begin{cases}
Q_{\alpha\beta}^{ei}(\xi,\eta) = \alpha(A_{\alpha\beta}^{ei}\sin\alpha\xi\cos\beta\eta + B_{\alpha\beta}^{ei}\sin\alpha\xi\sin\beta\eta \\
\qquad - C_{\alpha\beta}^{ei}\cos\alpha\xi\cos\beta\eta - D_{\alpha\beta}^{ei}\cos\alpha\xi\sin\beta\eta) \\
R_{\alpha\beta}^{ei}(\xi,\eta) = \beta(A_{\alpha\beta}^{ei}\cos\alpha\xi\sin\beta\eta - B_{\alpha\beta}^{ei}\cos\alpha\xi\cos\beta\eta \\
\qquad + C_{\alpha\beta}^{ei}\sin\alpha\xi\sin\beta\eta - D_{\alpha\beta}^{ei}\sin\alpha\xi\cos\beta\eta) \\
S_{\alpha\beta}^{ei}(\xi,\eta) = \pm\sqrt{\alpha^2+\beta^2}P_{\alpha\beta}^{ei}(\xi,\eta)
\end{cases}
\tag{6.16}
$$

式中±号分别对应于外源和内源部分。

在选定一定的截断水平后，磁场和磁位是包含有限个待定系数的函数，可以用所研究区域内观测点上的磁场值确定这些系数。容易看出，除了系数 A、B、C 表示的均匀磁场部分之外，其余磁场部分可以区分为内源和外源两部分。

假定观测点分布在边长为 L_ξ，L_η 的矩形区域内，则可作下述变换：

$$
\alpha = \frac{2\pi m}{L_\xi} = mv, \qquad \beta = \frac{2\pi n}{L_\eta} = nw \tag{6.17}
$$

这里，m 和 n 是非负整数，于是上述磁位和磁场分量公式可改写成便于数值计算的形式：

$$
U(\xi,\eta,\zeta) = A\xi + B\eta + C\zeta + \sum_{\substack{q=0\\n=q-m}}^{N}\sum_{m=0}^{q}\Big[P_{mn}^{e}(\xi,\eta)e^{-\sqrt{(mv)^2+(nw)^2}\zeta} + P_{mn}^{i}(\xi,\eta)e^{\sqrt{(mv)^2+(nw)^2}\zeta}\Big] \tag{6.18}
$$

$$
\begin{cases}
B_\xi = -A + \sum\limits_{\substack{q=0\\n=q-m}}^{N}\sum\limits_{m=0}^{q}\Big[Q_{mn}^{e}(\xi,\eta)e^{-\sqrt{(mv)^2+(nw)^2}\zeta} + Q_{mn}^{i}(\xi,\eta)e^{\sqrt{(mv)^2+(nw)^2}\zeta}\Big] \\
B_\eta = -B + \sum\limits_{\substack{q=0\\n=q-m}}^{N}\sum\limits_{m=0}^{q}\Big[R_{mn}^{e}(\xi,\eta)e^{-\sqrt{(mv)^2+(nw)^2}\zeta} + R_{mn}^{i}(\xi,\eta)e^{\sqrt{(mv)^2+(nw)^2}\zeta}\Big] \\
B_\zeta = -C + \sum\limits_{\substack{q=0\\n=q-m}}^{N}\sum\limits_{m=0}^{q}\Big[S_{mn}^{e}(\xi,\eta)e^{-\sqrt{(mv)^2+(nw)^2}\zeta} + S_{mn}^{i}(\xi,\eta)e^{\sqrt{(mv)^2+(nw)^2}\zeta}\Big]
\end{cases}
\tag{6.19}
$$

式中

$$\begin{cases} P_{mn}^{e,i}(\xi,\eta) = A_{mn}^{e,i}\cos mv\xi\cos nw\eta + B_{mn}^{e,i}\cos mv\xi\sin nw\eta \\ \qquad + C_{mn}^{e,i}\sin mv\xi\cos nw\eta + D_{mn}^{e,i}\sin mv\xi\sin nw\eta \\ Q_{mn}^{e,i}(\xi,\eta) = mv(A_{mn}^{e,i}\sin mv\xi\cos nw\eta + B_{mn}^{e,i}\sin mv\xi\sin nw\eta \\ \qquad - C_{mn}^{e,i}\cos mv\xi\cos nw\eta - D_{mn}^{e,i}\cos mv\xi\sin nw\eta) \\ R_{mn}^{e,i}(\xi,\eta) = nw(A_{mn}^{e,i}\cos mv\xi\sin nw\eta - B_{mn}^{e,i}\cos mv\xi\cos nw\eta \\ \qquad + C_{mn}^{e,i}\sin mv\xi\sin nw\eta - D_{mn}^{e,i}\sin mv\xi\cos nw\eta) \\ S_{mn}^{e,i}(\xi,\eta) = \pm\sqrt{(mv)^2+(nw)^2}\,P_{mn}^{e,i}(\xi,\eta) \end{cases} \tag{6.20}$$

如果级数最高阶数(截断水平)为 N,则式(6.18)共包含 $4N(N+1)+3$ 个待定系数。

五、全球台网资料分析方法

全球台网资料的分析一般使用高斯球谐分析法,可参见第二章的有关部分。用球谐分析方法可以分别得到变化磁场的外源场部分和内源场部分。对于 S_q 这类变化磁场来说,还可进一步分离这两部分磁场中随地方时变化的部分和随世界时变化部分。

在球坐标系中,磁场源以外空间中的位函数是内源场位函数和外源场位函数之和

$$U(r,\theta,\lambda) = \sum_{n=1}^{\infty}(U_n^e + U_n^i) \tag{6.21}$$

内外源场位函数 U_n^e 和 U_n^i 有如下表达式

$$\begin{cases} U_n^e = a\sum_{m=0}^{n}\left(\frac{r}{a}\right)^n(g_n^m\cos m\lambda + h_n^m\sin m\lambda)P_n^m(\cos\theta) \\ U_n^i = a\sum_{m=0}^{n}\left(\frac{a}{r}\right)^{n+1}(j_n^m\cos m\lambda + k_n^m\sin m\lambda)P_n^m(\cos\theta) \end{cases} \tag{6.22}$$

在主磁场情况下,g_n^m,h_n^m 随时间的缓慢变化反映了长期变。在 S_q 变化中,它们是时间的周期函数,可以表达成世界时 t' 的傅里叶级数

$$\begin{cases} g_n^m(t') = \sum_{s=1}^{\infty}(g_{n,a}^{m,s}\cos st' + g_{n,b}^{m,s}\sin st') \\ h_n^m(t') = \sum_{s=1}^{\infty}(h_{n,a}^{m,s}\cos st' + h_{n,b}^{m,s}\sin st') \end{cases} \tag{6.23}$$

代入式(6.22)第一式，对于外源场部分可得

$$U_n^e = a\sum_{m=0}^{n}\sum_{s=1}^{\infty}\left(\frac{r}{a}\right)^n\Big[(g_{n,a}^{m;s}\cos st + g_{n,b}^{m;s}\sin st)\cos m\lambda$$
$$+ (h_{n,a}^{m;s}\cos st + h_{n,b}^{m;s}\sin st)\sin m\lambda\Big]P_n^m(\cos\theta) \tag{6.24}$$

利用世界时 t'、地方时 t 与经度 λ 的关系

$$t' = t - \lambda \tag{6.25}$$

可以得到以下的变换关系

$$\begin{cases}\cos st' = \cos st\cos s\lambda + \sin st\sin s\lambda \\ \sin st' = \sin st\cos s\lambda - \cos st\sin s\lambda\end{cases} \tag{6.26}$$

将式(6.26)代入式(6.24)，得

$$U_n^e = a\sum_{s=1}^{\infty}\sum_{m=0}^{n}\left(\frac{r}{a}\right)^n\Big\{\Big[p_{n,a}^{m;s}\cos(m+s)\lambda + q_{n,a}^{m;s}\sin(m+s)\lambda$$
$$+ r_{n,a}^{m;s}\cos(m-s)\lambda + s_{n,a}^{m;s}\sin(m-s)\lambda\Big]\cos st$$
$$+ \Big[p_{n,b}^{m;s}\cos(m+s)\lambda + q_{n,b}^{m;s}\sin(m+s)\lambda$$
$$+ r_{n,b}^{m;s}\cos(m-s)\lambda + s_{n,b}^{m;s}\sin(m-s)\lambda\Big]\sin st\Big\}p_n^m(\cos\theta) \tag{6.27}$$

这是 S_q 标量磁位(外源部分)最一般的球谐级数表达式，对内源部分也可得到类似的表达式，它们描述了 S_q 随经度、纬度和地方时变化的特点：前两项只与经度 λ 有关，即只与世界时 t' 有关，后面六项中凡是 $m=s$ 的项均与 λ 无关，而只与地方时 t 有关，其余项既与世界时有关，又与地方时有关。

在一次近似下，S_q 变化仅与地方时有关，而与经度无关。这要求式(6.27)中 $m=s$，并且除 $r_{n,a}^{m;s}$ 和 $r_{n,b}^{m;s}$ 外，其余系数均为零。于是上式变成习惯使用的最简表达式

$$U_n^e = a\sum_{m=0}^{n}\left(\frac{r}{a}\right)^n(r_{n,a}^m\cos mt + r_{n,b}^m\sin mt)P_n^m(\cos\theta) \tag{6.28}$$

同样可以得到内源场位函数 U_n^i。将这些表达式代入式(6.21)，可以得到包括内外源场在内的总磁场位函数

$$U = a\sum_{n=1}^{\infty}\sum_{m=0}^{n}\Big[\left(\frac{r}{a}\right)^n(r_{n,a}^{m(e)}\cos mt + r_{n,b}^{m(e)}\sin mt)$$
$$+ \left(\frac{a}{r}\right)^{n+1}(r_{n,a}^{m(i)}\cos mt + r_{n,b}^{m(i)}\sin mt)\Big]P_n^m(\cos\theta) \tag{6.29}$$

略微改换一下表达形式，

$$
\begin{aligned}
U &= a\sum_{n=1}^{\infty}\sum_{m=0}^{n}\left\{\left[e_{n,a}^{m}\left(\frac{r}{a}\right)^{n} + i_{n,a}^{m}\left(\frac{a}{r}\right)^{n+1}\right]\cos mt \right.\\
&\quad \left. + \left[e_{n,b}^{m}\left(\frac{r}{a}\right)^{n} + i_{n,b}^{m}\left(\frac{a}{r}\right)^{n+1}\right]\sin mt\right\}P_{n}^{m}(\cos\theta) \\
&= a\sum_{n=1}^{\infty}\sum_{m=0}^{n}\left\{e_{n}^{m}\left(\frac{r}{a}\right)^{n}\cos(mt+\varepsilon_{n}^{m}) \right.\\
&\quad \left. + i_{n}^{m}\left(\frac{a}{r}\right)^{n+1}\cos(mt+\iota_{n}^{m})\right\}P_{n}^{m}(\cos\theta)
\end{aligned}
\tag{6.30}
$$

磁场强度是磁位的负梯度，在地球表面，磁场分量可写成

$$
\begin{cases}
X(\theta,t) = \dfrac{\partial U}{a\partial\theta} = \displaystyle\sum_{n=1}^{\infty}\sum_{m=0}^{n}\Big[(e_{n,a}^{m}+i_{n,a}^{m})\cos mt \\
\qquad\qquad + (e_{n,b}^{m}+i_{n,b}^{m})\sin mt\Big]\dfrac{\partial P_{n}^{m}}{\partial\theta} \\
Y(\theta,t) = -\dfrac{1}{a\sin\theta}\dfrac{\partial U}{\partial\lambda} = \displaystyle\sum_{n=1}^{\infty}\sum_{m=0}^{n}\Big[(e_{n,a}^{m}+i_{n,a}^{m})\sin mt \\
\qquad\qquad - (e_{n,b}^{m}+i_{n,b}^{m})\cos mt\Big]\dfrac{m}{\sin\theta}P_{n}^{m} \\
Z(\theta,t) = \dfrac{\partial U}{\partial r} = \displaystyle\sum_{n=1}^{\infty}\sum_{m=0}^{n}\Big\{\Big[ne_{n,a}^{m}-(n+1)i_{n,a}^{m}\Big]\cos mt \\
\qquad\qquad + \Big[ne_{n,b}^{m}-(n+1)i_{n,b}^{m}\Big]\sin mt\Big\}P_{n}^{m}
\end{cases}
\tag{6.31}
$$

在用地磁台站资料进行计算时，上式改写成地磁学中习惯采用施密特形式（为了清晰起见，有些系数作了适当改动），

$$
\begin{cases}
X = \sum\sum(a_{n}^{m}\cos mt + b_{n}^{m}\sin mt)X_{n}^{m}(\theta) \\
\quad = \sum\sum C_{n}^{m}X_{n}^{m}\cos(mt+\alpha_{n}^{m}) \\
Y = \sum\sum(-b_{n}^{m}\cos mt + a_{n}^{m}\sin mt)Y_{n}^{m}(\theta) \\
\quad = \sum\sum C_{n}^{m}Y_{n}^{m}\sin(mt+\alpha_{n}^{m}) \\
Z = \sum\sum(c_{n}^{m}\cos mt + d_{n}^{m}\sin mt)Z_{n}^{m}(\theta) \\
\quad = \sum\sum E_{n}^{m}Z_{n}^{m}\cos(mt+\beta_{n}^{m})
\end{cases}
\tag{6.32}
$$

式中，

$$\begin{cases} a_n^m = n(e_{n,a}^m + i_{n,a}^m), b_n^m = n(e_{n,b}^m + i_{n,b}^m) \\ c_n^m = ne_{n,a}^m - (n+1)i_{n,a}^m, d_n^m = ne_{n,b}^m - (n+1)i_{n,b}^m \\ X_n^m(\theta) = \dfrac{1}{n}\dfrac{\partial P_n^m}{\partial\theta}, Y_n^m(\theta) = \dfrac{m}{n\sin\theta}P_n^m, Z_n^m(\theta) = P_n^m \end{cases} \tag{6.33}$$

我们在前面讲过，一个余纬为 θ 的台站，其 S_q 可以展开成傅里叶级数：

$$\begin{cases} X(\theta,t) = \sum_{m=1}^{\infty}(x_{ma}\cos mt + x_{mb}\sin mt) \\ Y(\theta,t) = \sum_{m=1}^{\infty}(y_{ma}\cos mt + y_{mb}\sin mt) \\ Z(\theta,t) = \sum_{m=1}^{\infty}(z_{ma}\cos mt + z_{mb}\sin mt) \end{cases} \tag{6.34}$$

对比式(6.32)和式(6.34)，立即可以得到

$$\begin{cases} x_{ma} = \sum_{n=m}^{\infty}a_n^m X_n^m(\theta), \quad x_{mb} = \sum_{n=m}^{\infty}b_n^m X_n^m(\theta) \\ y_{ma} = -\sum_{n=m}^{\infty}b_n^m Y_n^m(\theta), \quad y_{mb} = \sum_{n=m}^{\infty}a_n^m Y_n^m(\theta) \\ z_{ma} = \sum_{n=m}^{\infty}c_n^m Z_n^m(\theta), \quad z_{mb} = \sum_{n=m}^{\infty}d_n^m Z_n^m(\theta) \end{cases} \tag{6.35}$$

如果有足够数量的地磁台分布在不同纬度上，我们就可以由每个地磁台的傅里叶系数 x_{ma}，x_{mb}，y_{ma}，y_{mb}，z_{ma}，z_{mb} 求出 a_n^m，b_n^m，c_n^m 和 d_n^m，进而用式(6.33)求出内外源场系数 $e_{n,a}^m$，$e_{n,b}^m$，$i_{n,a}^m$，$i_{n,b}^m$。

系数 a_n^m 和 b_n^m 只与 X 和 Y 分量有关，而且可单由 X 分量或单由 Y 分量确定。但实际上，单由 X 求出的 a_n^m 和 b_n^m 与单由 Y 求出的并不相同，其原因可能是：① S_q 磁场中存在非位势部分，② S_q 与经度有关，③ 傅里叶级数的截断给计算带来的误差，④ 球谐函数的正交性在实际场合下几乎是从不满足的。

第三节 变化磁场的等效电流

即使是最简单的变化磁场类型，要想直观地表示其空间分布和时间变

化也绝非易事。首先，地磁场是矢量场，要在三维空间画出这个矢量场，或者等价的磁力线图是十分烦琐的。其次，地磁场的形态学特点决定于经度、纬度、地方时、世界时、季节、太阳活动等诸多因素，我们固然可以用全球地磁台资料来一一描述这些特点，但这需要罗列不同经纬度台站、不同季节、七个地磁要素的全部资料，不仅烦琐，而且不易得到清晰的概念。用等值线图可以方便地描述平面和曲面上场的分布，但对三维空间的场则需要一系列面上的等值线图。

一种简明而有效的方法是用电流来表示磁场。我们知道，磁场源于电流，因此，给出产生磁场的电流体系，也就等于给出了磁场本身。电流体系的全球图案可以清楚地显示出磁场的空间分布，电流体系随时间的变化，要比许多台站的连续记录曲线更能表现磁场的时变特征。

但是，一个新的问题产生了：当我们描绘磁场的时空分布等形态学特征时，事先并不知道产生该磁场的电流位于何处以及如何分布，而这正是我们想要通过磁场描绘得到的东西。解决这一问题的方法是使用"等效电流体系"(equivalent current system)。

等效电流体系是一种假想的电流体系，它产生的地面磁场与真实电流体系完全一样。在第一章我们讲过，地球变化磁场是由电离层和磁层电流及其在地球内部的感应电流产生的，但仅靠地面磁场资料，往往无法知道电流所处的确切位置，也不知道电流的具体分布。在此情况下，我们可以设想，产生磁场的电流位于某一高度的二维球壳上(如电离层的 E 区)，先用正演方法建立已知电流体系所产生的磁场表达式，然后由地面(或某高度)的磁场实际观测结果反演出等效电流体系。

等效电流体系得到后，结合其他资料和知识，我们可以进一步得到真实电流体系。所以，等效电流体系不仅仅是描述磁场的一种简便方法，更重要的是，它为研究磁场起源提供了重要的基础。

一、电流磁场和磁荷磁场的等效性

用毕奥-萨伐定律可以直接得到电流和磁场的关系，但由电流算磁场容易，而由磁场算电流则较为复杂。利用简单的磁荷磁场公式，同样可以得到电流与磁场的关系。下面，我们从圆电流与磁偶极子的等效性出发，来逐步说明电流磁场和磁荷磁场的等效性。

我们知道，一个电流强度为 I，面积为 $\mathrm{d}\boldsymbol{S}$ 的圆电流相当于一个磁矩为 $I\mathrm{d}\boldsymbol{S}$ 的磁偶极子，I 是单位面积的磁矩(磁矩密度)，磁矩方向沿面元 $\mathrm{d}\boldsymbol{S}$ 的法

线方向。而磁偶极子可以看成是由大小相等，符号相反、相距很近的两个磁荷组成的，于是，圆电流的磁场最后归结为磁荷的磁场，而磁荷的磁场具有非常简单的形式。

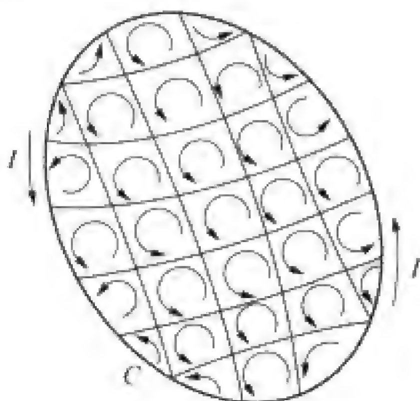


图6.8 闭合电流回路与电流元的等效性

现在让我们来看图6.8所示的电流强度为 I 的闭合电流圈。以电流圈为边界，做任意曲面，并把曲面划分成许多小块面元 $d\boldsymbol{S}$，使电流 I 沿每个面元边界流过，流向与大电流圈相同。于是，所有面元电流的合成结果与原来的大电流圈完全等效。每个面元相当于一个小电流圈，它的等效磁矩为 $Id\boldsymbol{S}$，磁矩密度为 I。这就是说，闭合电流圈等效于一个磁偶极子层，其磁矩密度为 I. 磁矩方向沿曲面的正法线方向。这个偶极层可以看成是由相距 δ 的两个正、负磁荷层组成的磁荷双层，其磁荷密度等于 I/δ。这样一来，求电流圈的磁场问题就变成了求磁荷双层的磁场问题。

二、球面磁荷层的磁场

假设在一个球心为 O，半径为 b 的球面上(比如电离层E区)分布着密度为 $f(b,\theta,\lambda)$ 的磁荷。为了强调这个球面与地球表面不同，这里用字母 b 来表示磁荷球面半径，留下字母 a 表示地球半径。这个球面磁荷层在观测点 $P(r,\theta_0,\lambda_0)$ 产生的磁位是

$$V(r,\theta_0,\lambda_0) = \frac{\mu_0}{4\pi}\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi} \frac{f(b,\theta,\lambda)}{R} b^2 \sin\theta d\theta d\lambda \tag{6.36}$$

式中，R 是位于该球面上 $A(b,\theta,\lambda)$ 点的磁荷元

$$dq = f(b,\theta,\lambda) b^2 \sin\theta d\theta d\lambda$$

到观测点 $P(r,\theta_0,\lambda_0)$ 的距离

$$R = \sqrt{(b^2 - 2br\cos\Psi + r^2)} \tag{6.37}$$

式中，Ψ 是 OA 与 OP 的夹角，如图6.9(a)所示。

式(6.36)中的 $f(b,\theta,\lambda)$ 是一个球面函数，它可以写成球面谐和函数和

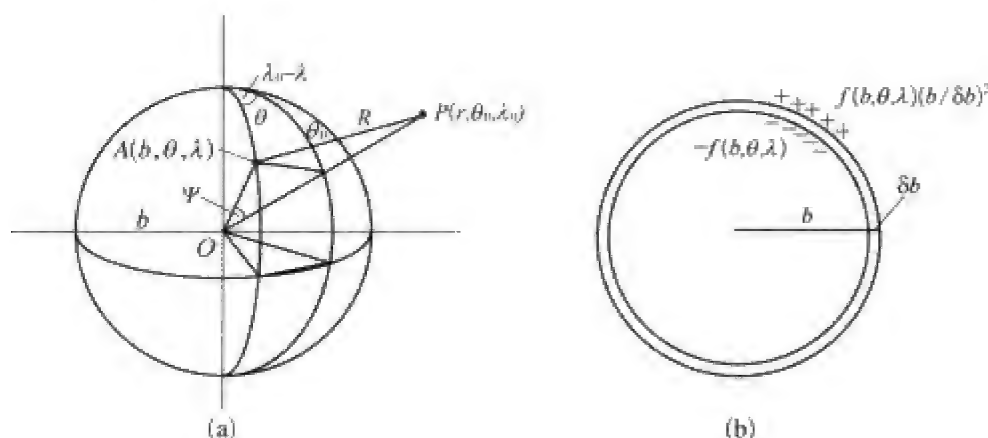


图 6.9　计算球面磁荷层磁场的几何关系示意图

(a) 球面分布磁荷与观测点的几何关系；(b) 球面磁荷双层。

的形式：

$$f(b,\theta,\lambda)=\sum_{l=0}^{\infty}S_l(\theta,\lambda) \tag{6.38}$$

其中

$$S_l(\theta,\lambda)=\sum_{k=0}^{l}(g_l^k\cos k\lambda+h_l^k\sin k\lambda)P_l^k(\cos\theta) \tag{6.39}$$

式(6.36)中的 $1/R$ 可以按二项式定理，分别对 $r<b$(球面之内)和 $r>b$(球面之外)两种情况，展开成 $(r/b)^n$ 和 $(b/r)^n$ 的级数，

$$\frac{1}{R}=\begin{cases}\dfrac{1}{b}\displaystyle\sum_{n=0}^{\infty}\left(\frac{r}{b}\right)^{n}P_n(\cos\Psi), & r<b\\[2ex] \dfrac{1}{b}\displaystyle\sum_{n=0}^{\infty}\left(\frac{b}{r}\right)^{n+1}P_n(\cos\Psi), & r>b\end{cases} \tag{6.40}$$

将式(6.38)和式(6.40)代入式(6.36)，即得观测点 $P(r,\theta_0,\lambda_0)$ 的磁位

$$V(r,\theta_0,\lambda_0)=\frac{\mu_0}{4\pi b}\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi}\sum_{l=0}^{\infty}S_l(\theta,\lambda)\begin{Bmatrix}\displaystyle\sum_{n=0}^{\infty}\left(\frac{r}{b}\right)^{n}P_n(\cos\Psi)\\ \displaystyle\sum_{n=0}^{\infty}\left(\frac{b}{r}\right)^{n+1}P_n(\cos\Psi)\end{Bmatrix}b^2\sin\theta\,\mathrm{d}\theta\,\mathrm{d}\lambda \tag{6.41}$$

根据球面三角公式，

$$\cos\Psi=\cos\theta\cos\theta_0+\sin\theta\sin\theta_0\cos(\lambda-\lambda_0) \tag{6.42}$$

可以把 $P_n(\cos\Psi)$ 写成如下级数形式：

$$P_n(\cos\Psi) = \sum_{m=0}^{n}(A_n^m \cos m\lambda + B_n^m \sin m\lambda)P_n^m(\cos\theta) \tag{6.43}$$

式中：

$$\begin{Bmatrix} A_n^m \\ B_n^m \end{Bmatrix} = \frac{2n+1}{4\pi}\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi} P_n(\cos\Psi)P_n^m(\cos\theta)\begin{Bmatrix} \cos m\lambda \\ \sin m\lambda \end{Bmatrix}\sin\theta \mathrm{d}\theta \mathrm{d}\lambda \tag{6.44}$$

经过一些三角函数运算可以得到

$$\begin{cases} A_n^m = P_n^m(\cos\theta_0)\cos m\lambda_0 \\ B_n^m = P_n^m(\cos\theta_0)\sin m\lambda_0 \end{cases} \tag{6.45}$$

根据球面函数的正交性得

$$\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi} P_n^m(\theta)\begin{Bmatrix} \cos m\lambda \\ \sin m\lambda \end{Bmatrix} P_{n'}^{m'}(\theta)\begin{Bmatrix} \cos m'\lambda \\ \sin m'\lambda \end{Bmatrix}\sin\theta \mathrm{d}\theta \mathrm{d}\lambda = \begin{cases} 0, & m \neq m' \text{ 或 } n \neq n' \\ \dfrac{4\pi}{2n+1}, & m = m', n = n' \end{cases} \tag{6.46}$$

因此公式(6.41)中只有 $l = n$ 的项的积分不等于零，它们是

$$\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi} P_n(\cos\Psi)S_n(\theta,\lambda)\sin\theta \mathrm{d}\theta \mathrm{d}\lambda = \frac{4\pi}{2n+1}S_n(\theta_0,\lambda_0) \tag{6.47}$$

于是，球面磁荷层的磁位可以写成

$$\begin{cases} V^e(r,\theta_0,\lambda_0) = \mu_0 b\sum\limits_{n=0}^{\infty}\dfrac{1}{2n+1}S_n(\theta_0,\lambda_0)\left(\dfrac{r}{b}\right)^n & (r < b) \\ V^i(r,\theta_0,\lambda_0) = \mu_0 b\sum\limits_{n=0}^{\infty}\dfrac{1}{2n+1}S_n(\theta_0,\lambda_0)\left(\dfrac{b}{r}\right)^{n+1} & (r > b) \end{cases} \tag{6.48}$$

公式(6.48)中，磁位上标 e 表示磁荷球面 b 在观测点 r 之外，即 $r<b$，此时，观测点的磁场具有外源场的性质；与此相反，磁位上标 i 表示磁荷球面 b 在观测点 r 之内，即 $r>b$，此时，观测点的磁场具有内源场的性质。

三、球面磁双层的磁场

前面我们说过，磁偶极层等价于两个相距很近的正负磁荷层。在球面

情况下，这就是所谓的"球面磁双层"（或球面磁壳），如图 6.9(b)所示。假设有两个半径相近的同心球壳，内壳半径为 b，外壳半径为 $b+\delta b$。如果内壳上分布着密度为 $-f(b,\theta,\lambda)$ 的磁荷，为使两壳上总磁荷大小相等，符号相反，外壳上的磁荷密度应为 $f(b,\theta,\lambda)b^2/(b+\delta b)^2$。在这个磁壳的任一点 (θ,λ) 上，磁壳单位面积的磁矩（叫做磁矩密度，或磁壳强度）可表示为

$$M(b,\theta,\lambda)=f(b,\theta,\lambda)\delta b=\sum_{n=0}^{\infty}S_n(\theta,\lambda)\delta b$$
$$=\sum_{n=0}^{\infty}M_n(\theta,\lambda) \tag{6.49}$$

整个磁双层在观测点 $P(r,\theta_0,\lambda_0)$ 的磁位 $U(r,\theta_0,\lambda_0)$ 可以用两个球面磁荷层的磁位之差来表达：

$$U(r,\theta_0,\lambda_0)=\frac{b^2}{(b+\delta b)^2}V(b+\delta b)-V(b)$$
$$=b^2\left[\frac{V(b+\delta b)}{(b+\delta b)^2}-\frac{V(b)}{b^2}\right]=b^2\frac{\partial}{\partial b}\left(\frac{V}{b^2}\right)\delta b \tag{6.50}$$

将式(6.48)代入上式，即可得到球面磁双层的磁位：

$$\begin{cases}U^e(r,\theta_0,\lambda_0)=-\mu_0\sum\limits_{n=0}^{\infty}\dfrac{n+1}{2n+1}M_n(\theta_0,\lambda_0)\left(\dfrac{r}{b}\right)^n & (r<b)\\ U^i(r,\theta_0,\lambda_0)=\mu_0\sum\limits_{n=0}^{\infty}\dfrac{n}{2n+1}M_n(\theta_0,\lambda_0)\left(\dfrac{b}{r}\right)^{n+1} & (r>b)\end{cases} \tag{6.51}$$

四、球面电流的磁场

考虑一个无限薄的导电球壳，球壳的两边是真空或不导电物质，于是，既无电流流入球壳，也无电流流出球壳，电流只能在球壳上流动。下面我们只考虑电流状态不随时间变化的定常情况。

设 AP 是球壳上的一段曲线，我们在球外沿从 A 到 P 的方向来看电流流动情况。假设从左向右通过曲线段 AP 的电流强度是 J，在定常情况下，对球壳上任何一条闭合曲线来说，流入的电流必须等于流出的电流，所以，通过连接 A 点和 P 点的任何球面曲线的电流 J 必须相等。这也就是说，如果 A 点固定，则电流 J 仅仅是 P 点位置的函数，我们把这个函数称作"电流函数"。电流沿着 J 等于常数的线（称作电流线）流动，两条相邻电流线 $J=J_0$ 和 $J=J_0+\mathrm{d}J$ 之间的电流强度为 $\mathrm{d}J$。如果两条电流线的距离是 $\mathrm{d}s$，则

“电流密度”为 dJ/ds(在一些地磁学书中,称之为“电流强度”,而把 dJ 称作“电流”)。可见,电流密度反比于电流线之间的距离。

从物理上来看,电流线的几何形状和电流密度与起点 A 的选择无关,选择另一个起点 B,仅使电流函数改变一个常数。

不同的电流线不会相交,各自在球面上形成闭合曲线。从 J 的定义可知,如果从球外看球面上的电流,在极小值 J_{min} 附近,电流顺时针流动,在极大值 J_{max} 附近,电流反时针流动。

考虑电流线 J_0 和 $J_0 + dJ$ 之间围成的闭合电流环,其电流强度为 dJ,电流环包围的面积为 S。根据前面的论述,这个电流环的磁场等效于一个以电流环为边界的磁双层(磁壳)的磁场,磁矩密度 M 为 dJ。我们从 J_{max} 的点开始选择电流环,依次用磁壳代替围绕它的电流环,这样一圈套一圈的电流环就变成一层叠一层的磁壳,最后得到一个总的磁壳,其磁矩密度 $M(b,\theta,\lambda)$ 就等于电流函数 J。从这里我们看到了电流与磁矩的等效性。

将电流函数 J 表示成球面谐和函数的形式,

$$J(b,\theta,\lambda) = \sum_{n=0}^{\infty} J_n(\theta,\lambda) \tag{6.52}$$

用 J_n 代替式(6.51)中的 M_n,就得到球面电流体系的磁位,

$$\begin{cases} U^e(r,\theta,\lambda) = -\mu_0 \sum\limits_{n=0}^{\infty} \dfrac{n+1}{2n+1} J_n^e(\theta,\lambda)\left(\dfrac{r}{b}\right)^n & (r<b) \\ U^i(r,\theta,\lambda) = \mu_0 \sum\limits_{n=0}^{\infty} \dfrac{n}{2n+1} J_n^i(\theta,\lambda)\left(\dfrac{b}{r}\right)^{n+1} & (r>b) \end{cases} \tag{6.53}$$

如果磁场观测是在半径为 r 的球面上进行的,则观测到的磁位可写成球谐级数的形式:

$$U(r,\theta,\lambda) = \sum_{n=0}^{\infty} U_n(\theta,\lambda) = \sum_{n=0}^{\infty} (U_n^e + U_n^i) \tag{6.54}$$

对比式(6.53)和式(6.54),可以得到

$$\begin{cases} J_n^e(\theta,\lambda) = -\dfrac{1}{\mu_0}\dfrac{2n+1}{n+1}\left(\dfrac{b}{r}\right)^n U_n^e(\theta,\lambda) & (r<b) \\ J_n^i(\theta,\lambda) = \dfrac{1}{\mu_0}\dfrac{2n+1}{n}\left(\dfrac{r}{b}\right)^{n+1} U_n^i(\theta,\lambda) & (r>b) \end{cases} \tag{6.55}$$

电流和磁位的上标 e 表示观测点位于电流体系之内($r<b$),观测到的磁场呈外源场性质;与之相反,上标 i 表示观测点位于电流体系之外($r>b$),

观测到的磁场呈内源场性质。如果我们由地磁观测资料得到了内外源磁场的磁位 U_n^i 和 U_n^e，代入上式即可求出相应的内外源等效电流体系。

第四节　平静太阳日变化 S_q

地磁平静日的太阳周日变化叫做“太阳静日变化”（quiet-day solar daily variation，或 solar quiet daily variation），记作 S_q，下标 q 表示“平静”。这是最重要的地磁场平静变化类型。在中低纬度地区的磁照图上，只要没有磁暴，S_q 总是最主要的变化成分。极区的 S_q（称作 S_q^p）经常淹没在亚暴的剧烈扰动中，只有在极其平静的条件下，才可看到规则的 S_q^p。为了从各种干扰中提取出 S_q，通常选择每月最平静的五天磁记录，用时序叠加法计算该月的平均 S_q。在高纬地区，则要选择特别平静的日子，才能得到较好的结果。

对比分析不同时段全球地磁台的 S_q 变化，可以归纳出 S_q 场的主要特点：

① S_q 场基本取决于纬度和地方时两个坐标；

② S_q 场主要是白天现象，即磁场变化白天大而快速，夜间小而平缓；

③ S_q 有明显的季节变化，表现出夏季大，冬季小的特点；

④ S_q 的变化幅度与太阳活动 11 年周期有一定关系；

⑤ S_q 场的不同分量关于地磁赤道呈对称或反对称分布；

⑥ 极区和高纬地区的 S_q 表现出特有的时空特点，表明它有不同的起源。

一、中低纬度区 S_q 场的特点

就全球来讲，S_q 场的主要特点表现在中低纬度区。

1. S_q 的地方时依赖性

对比纬度相同而经度不同的地磁台 S_q 变化可以看出，它们几乎与经度无关，呈现出随地方时平稳变化的特点。图 6.10 就是一个典型的例子，图中给出地理纬度相似，而经度相距近 100°的波茨坦（52°23′N）和伊尔库茨克（52°16′N）地磁台磁偏角和水平强度 S_q 随地方时的变化。从图上我们还

可以看到，下午 8 点到凌晨 4 点，S_q 曲线几乎是平直的，而曲线的白天部分则有较大的变化。根据 S_q 的这一特点我们可以得到一个启发：计算 S_q 的合理基线值应该是夜间磁场值，而不是日均值。在后面我们将会看到，夜间 S_q 电流很小，这为取夜间值作为 S_q 基线值提供了物理基础。

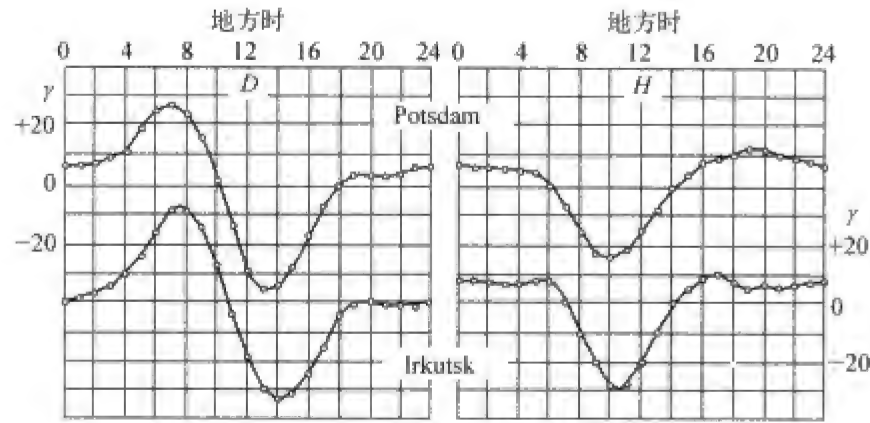


图 6.10 波茨坦(52°23′N)和伊尔库茨克(52°16′N)记录到的磁偏角和水平强度 S_q 变化

2. S_q 的纬度变化

S_q 变化的纬度差异可以从图 6.11 看得很清楚，该图列出北纬 60°到南纬 60°范围内每隔 10°四个地磁要素的 S_q 变化。Y，Z，I 三要素的变化在赤道两边是相反的，X 分量通过赤道时不改变方向，它的反向发生在 ± 30°处，I 的变化形态也在这里发生反向。

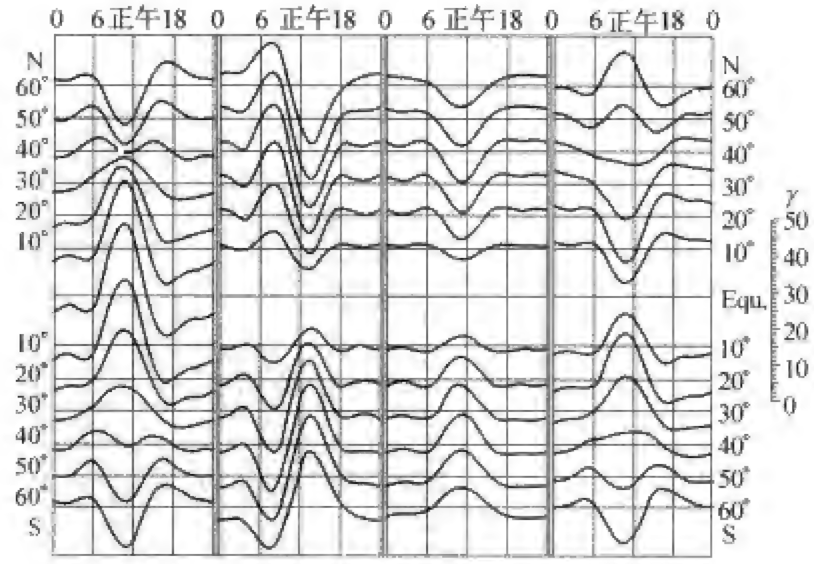


图 6.11 北纬 60°到南纬 60°范围内每隔 10°的 S_q 变化

从左到右分别是 X，Y，Z，I，横坐标是地方时。

用全球地磁台网的资料我们可以在地方时-纬度坐标系中作出 S_q 各要素的等值线，如图 6.12 所示，该图清楚而概括地显示出上述两个特点。

3. S_q 的季节变化

S_q 的幅度有显著的季节变化，无论是南半球，还是北半球，都呈现夏季变幅大而冬季变幅小的特点。与变幅不同的是，S_q 的变化形态一年四季几乎保持不变，只是夏季的相位略有前移。图 6.13 的左、中、右图分别是北半球、赤道、南半球三个台站 S_q 的季节变化。（请注意："季节变化"和"年变化"是两种不同的变化，这从南北半球季节相反而月份相同即容易理解）

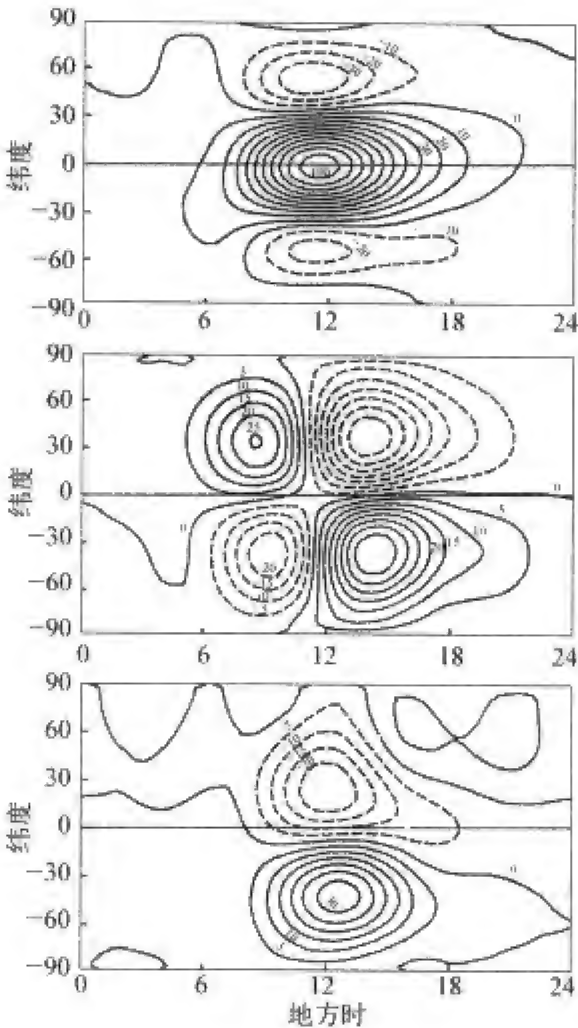


图 6.12　在地方时-纬度坐标系中 S_q 各要素的等值线

从上到下分别是 X、Y、Z 三个分量。

二、赤道地区的 S_q 变化和"洪伽约现象"

在地磁赤道附近很窄的纬度带内，水平分量 H 的 S_q 变化幅度非常大。这一特点是在分析秘鲁洪伽约(Huancayo)地磁台的日变记录时发现的，所以称之为"洪伽约现象"。在图 6.13 中可以清楚地看到赤道台站不同于中纬度台站的这一异常特点（注意，图中赤道台站洪伽约 S_q 变化的比例尺是两个中纬度台站的 1/6)。图 6.14 是洪伽约地磁台 1928 年 4 月（平静月）和 7 月（扰动月）地磁水平分量的记录。我们不仅可以看到变幅达到 200 nT 的日变化，而且可以看到夜间值的逐日变化。

H 分量日变化异常增大的现象只存在于赤道附近，离开赤道几度以后就不复存在了。与水平分量形成明显对照的是，赤道台站磁偏角和垂直分量的 S_q 变化却很小。从电流产生磁场的物理观点来看，这意味着，地磁赤道附近存在一个近乎东西方向的高空电流束，它在很窄的纬度带

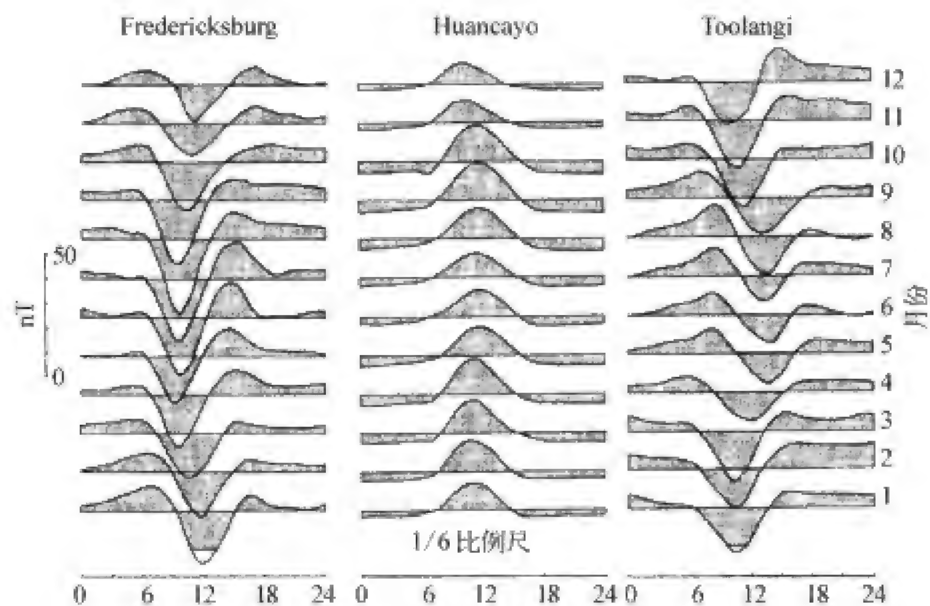


图 6.13 北半球(左)、赤道(中)、南半球(右)三个台站 S_q 的季节变化

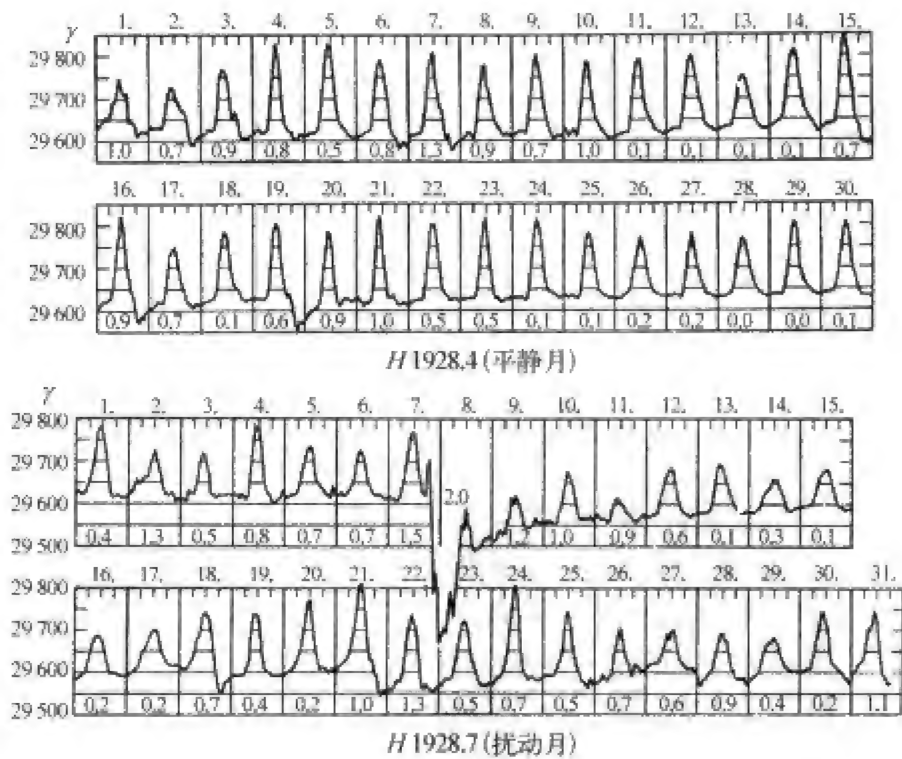


图 6.14 洪伽约地磁台 1928 年 4 月(平静月)和 7 月(扰动月)地磁水平分量的记录

每图上方的数字表示日期,下方方框内的数字表示磁情活动记数(见本章第十节)。

内产生了南北方向的地面磁场。从白天 H 的正向变化还可以进一步推断，该电流是从西向东流动的，这一电流束就叫做“赤道电集流”，我们将在下一章讲述。

三、极区 S_q

极区的地磁平静太阳日变化叫做 S_q^p。对 S_q^p 的认识要比中低纬度晚得多，这是因为极区经常发生地磁亚暴等剧烈的地磁扰动事件，即使在没有亚暴的时段，幅度不大的静日变化也常常被始终存在的地磁扰动所淹没。只有仔细挑选极其平静的日子，才能得到平均的 S_q^p 变化。

图 6.15(a)是挑选极其平静日的地磁记录得到的平均 S_q^p 电流体系(Nagada and Kokubun，1962)，它由两个相反对流的电流涡组成，极盖区的电流基本上是向日流动的，然后由较低纬度返回，在晨昏两侧大约 75°纬度处形成两个电流涡中心，在极光带纬度处并无明显增强。从高空向下看，北半球早晨电流涡顺时针流动，下午电流涡反时针流动，南半球的电流方向刚好相反。冬季的电流强度约为夏季的 2/3。极区 S_q^p 电流体系与中低纬度地区的 S_q 电流体系有明显差异，在中低纬度地区，太阳静日变化主要发生在白天，而极区太阳静日变化的昼夜差异则不太明显，日变化曲线更接近正弦曲线。

应该指出的是，图 6.15(a)中电流体系分布在>60°的高纬度地区，仅仅是因为所用资料限于高纬度台站，纬度更低处的 S_q^p 很难从正常的 S_q 中分离出来，而不应该误解为 S_q^p 电流体系本身只局限在高纬。事实上，S_q^p 可以扩展到中低纬，图 6.15(b)是西田等给出的从极到赤道的 S_q^p 电流体系(Nishida et al.，1966)。正因为这个特点，西田认为 S_q^p 是重复发生或延续较长的 DP2 电流所产生的一种视日变化。

四、S_q 的全球等效电流体系

用全球地磁台网资料，我们可以得到 S_q 的等效电流体系。由于 S_q 有明显的季节变化，所以通常对不同季节的资料分别加以处理。应该指出的是，地磁学中通常不采用春夏秋冬的四季划分法，而习惯使用劳埃德季节(Lloyd seasons)，即一年分为三个季节：3、4、9、10 月为分点(春分和秋分)月份，用 E 表示，5、6、7、8 月为夏至点月份，用 J 表示，11、12、1、2 月为冬至点月份，用 D 表示。图 6.16 是太阳活动高年(1957～1959)三个季节和全年平均

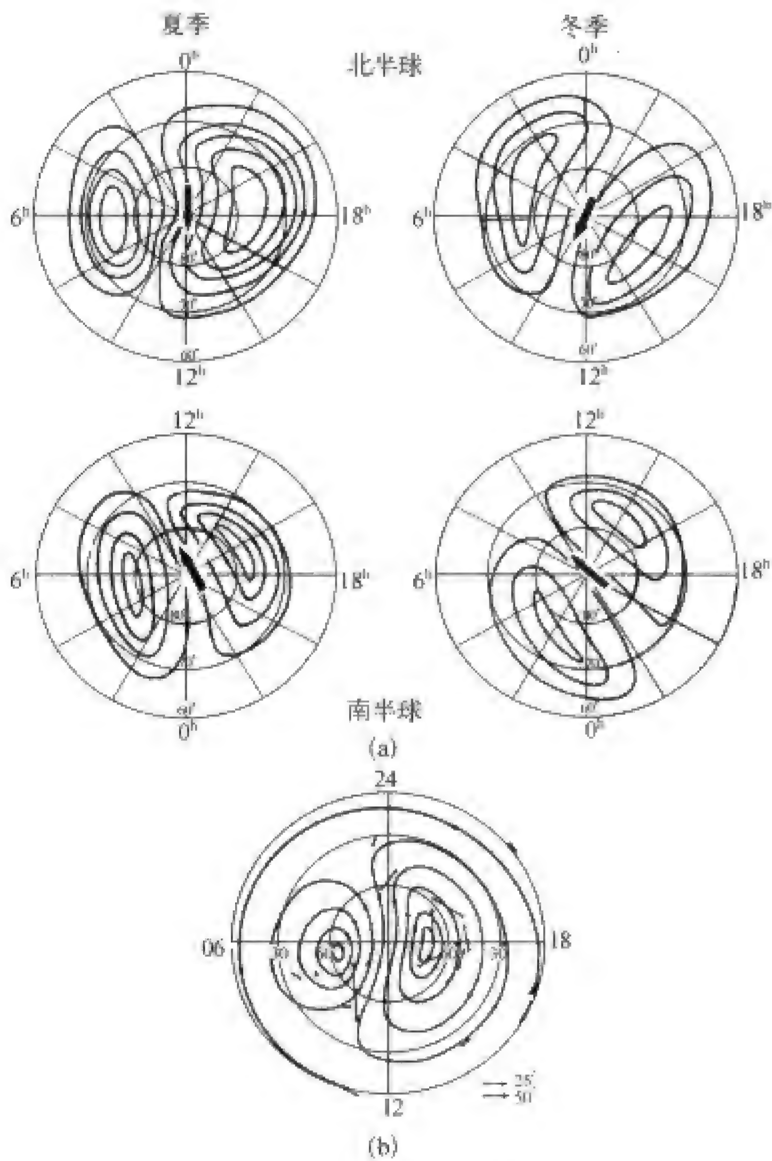


图 6.15 极区地磁平静太阳日变化 S_q^p

(a) 利用极其平静日的地磁记录得到的北半球(上两图)和南半球(下两图)极区 S_q^p 等效电流体系,相邻电流线之间的间隔是 20 kA,箭头表示极盖区电流方向。注意:南北半球地方时的旋转方向相反;(b) 西田等给出的 1963 年 12 月 2 日从极到赤道的 S_q^p 电流体系,等值线间隔为 50 000 A。

(Y)的 S_q 外源等效电流体系(图中只画出北半球部分)。电流体系的中低纬度部分主要由两个白天电流涡组成,它们分别位于赤道南北两边,总电流约为200 kA,北半球电流涡反时针流动,南半球电流涡顺时针流动。电流涡中心大约位于地方时 11 点半和 ±30°纬度处。夜间的电流很小,电流线很稀。

在赤道附近,电流的主要特点是白天强大的东向电流束。正是这种电流结构,引起了著名的"洪伽约现象"。

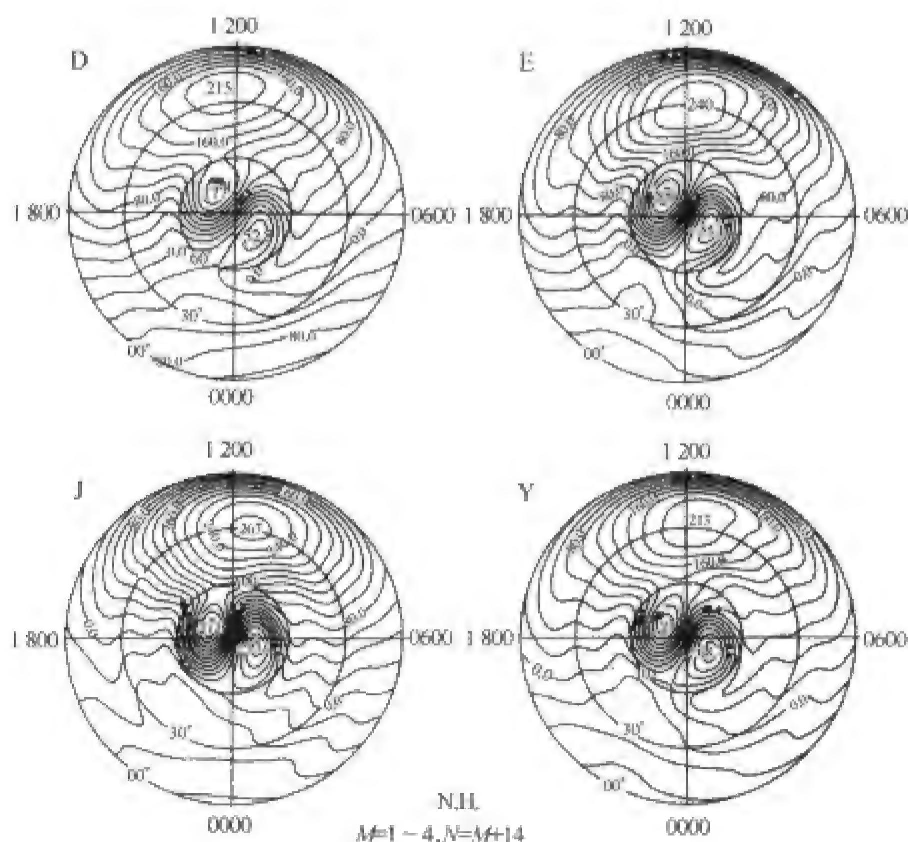


图 6.16 太阳活动高年(1957～1959)D、E、J 三个季节和全年平均(Y)的 S_q 外源等效电流体系

图中只画出北半球部分。等值线间隔是 20 kA。电流涡中心的数字表示该电流涡总电流，+号表示反时针流动的电流，−号表示顺时针流动的电流。

极区的双涡电流是很有特点的结构，虽然由于与中纬电流体系的连接而略有变形，但其基本特性与图 6.15 完全一样。极盖区向日流动的总电流约为 260 kA。

S_q 等效电流体系有明显的年变化。D、E、J 三个季节的中纬度电流涡总强度分别为 215 kA，240 kA，267 kA。电流涡中心由冬季的午后 12:30 逐渐移到午前 11:30；极盖区总电流分别为 229.8 kA，264.1 kA，305 kA，电流涡位置在东西方向上的移动与中纬电流涡正好相反。

五、S_q 的逐日变化

检查连续几天磁静日的记录曲线，我们就会发现，每天的 S_q 变化形态极为相似，但幅度却有显著的差异。这种 S_q 的逐日变化在磁扰日也同样存在。

要想认识 S_q 逐日变化的特点，首先必须设法消除磁扰的影响。由于

磁扰主要是由磁层电流(如磁层顶电流、赤道环电流、磁尾电流、场向电流等)和极区电流产生的,它们对中纬度相邻台站的影响大致相等,因此,我们可以选择 S_q 电流涡焦点南北两侧台站的 X 分量(或 H 分量)来作分析,它们的 S_q 变化形态大致相反。两台磁场变化之差突出了 S_q,同时可以消去距离较远的磁层电流和极区电流的磁扰影响。这样得到的差值变化如图 6.7 最下面的曲线所示,曲线显示出明显的逐日变化。

我们也可以用本征模分析法得到每天的 S_q。图 6.17 就是用这种方法得到的中国 4 个地磁台(满洲里 MZL、北京十三陵台 BMT、武汉 WHN、琼中 QGZ)2001 年 H 分量 S_q 幅度的逐日变化,图中阴影曲线表示每日 S_q 幅度,粗实线表示 S_q 幅度变化中的季节变化成分。由每日 S_q 幅度消去季节变化,即可得到 S_q 幅度的逐日变化,如细实线所示。可以看到,相邻两天的 S_q 幅度有时可以相差几倍。

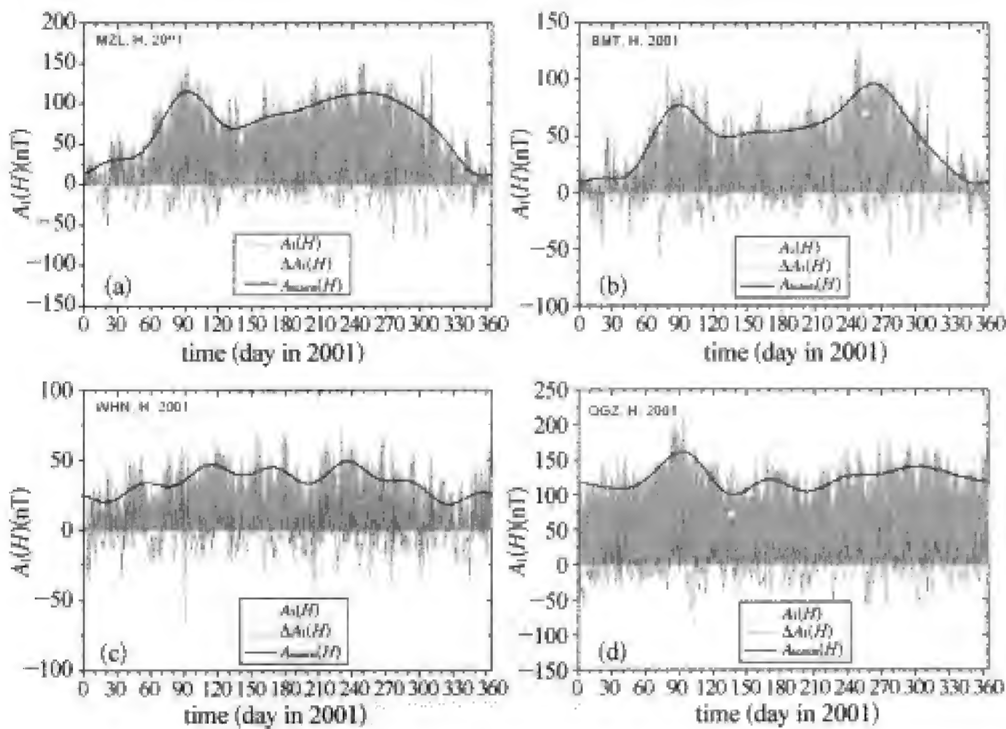


图 6.17 S_q 幅度的逐日变化(2001)

每个图中的三条曲线分别表示 S_q 日变幅的逐日变化(细线)、季节变化(粗线)、总变化(阴影曲线)。

六、S_q 的经度差异

仔细对比图 6.10 中两个同纬度,但不同经度台站的 S_q 变化曲线,可以

发现，虽然二者形态相似，但中午极小值和早晨极大值出现的时间有一些差别，变化幅度也不完全相同。可见，S_q 变化除了与纬度和地方时有关外，与经度也有关系。因此，S_q 变化可以写成三部分之和

$$S_q(\theta,\lambda,t) = S_t(\theta,t) + S_\lambda(\theta,\lambda) + S_{t\lambda}(\theta,\lambda,t) \qquad (6.56)$$

式中第一项只与余纬 θ 和地方时 t 有关，第二项只与余纬 θ 和经度 λ 有关，第三项与余纬 θ、经度 λ 和地方时 t 都有关系。

由于经度、地方时和世界时三个变量有式(6.25)表达的简单关系，所以 S_q 的三个自变量可以采用余纬 θ、地方时 t 和世界时 t'，于是式(6.56)还可以写成另一种形式：

$$S_q(\theta,t',t) = S_{LT}(\theta,t) + S_{UT}(\theta,t') + S_{LUT}(\theta,t,t') \quad (6.57)$$

式(6.57)右端三项分别表示仅与地方时有关、仅与世界时有关、与地方时和世界时同时有关的三部分。事实上，本章第二节关于 S_q 的一般表达式(6.27)已经表明，S_q 磁场包含着这三个不同的部分。

用全球台网资料，可以分离出 S_q 的这三个组成部分。图 6.18 从上到下分别给出它们随纬度 $\varphi(\varphi = 90° - \theta)$ 的分布，每个部分只给出前几阶傅

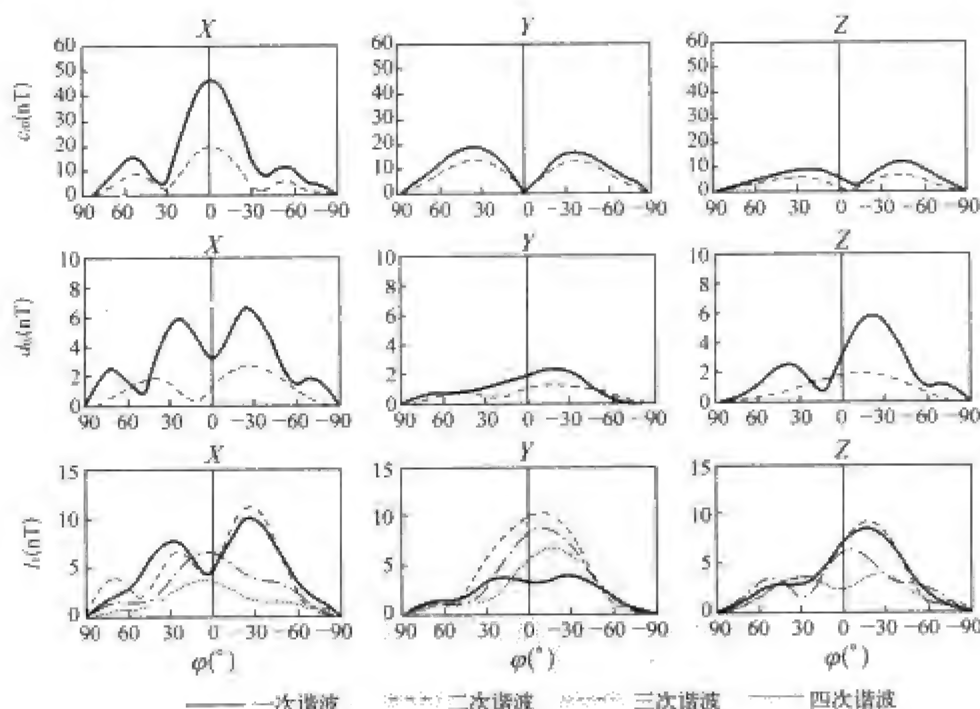


图 6.18　S_q 变化的三个组成部分随纬度的分布

从上到下依次是 S_{LT}、S_{UT}、S_{LUT} 三个组分。从左到右依次是 X、Y、Z 三个分量。第一行图中的 c_{i0} 表示 S_{LT} 中第 i 次谐波的振幅，第二行图中的 d_{0j} 表示 S_{UT} 中第 j 次谐波的振幅，第三行图中的 I_i 表示 S_{LUT} 中第 i 次 LT 谐波的等效振幅。

里叶系数。可以看出，S_{LT}要比S_{UT}，S_{LUT}大得多，但是在某些地区性差异的研究中，后两部分不可忽略。

七、S_q 内外源场的分离

由于地球介质的导电性，S_q 高空电流体系会在地球内部产生感应电流，所以实际观测到的地磁场变化是内外源磁场的叠加。根据地面台站记录，用第二节的球谱分析方法可以把内源场和外源场分离开来。

图 6.19 是用中低纬度 S_q 资料得到的内外源场等效电流体系。内源场电流的分布图案与外源场电流非常相似，但电流方向相反，电流中心位置向前移动了约一小时，强度比外源场约小一半。这就是说，在 S_q 变化中，三分之一来自内源场，三分之二来自外源场。

与外源场一样，内源场也有类似的季节变化和世界时变化。关于世界时变化，可以从图 6.20 电流涡中心的移动情况清楚地看出。图 6.20 用对比的形式给出内外源场每小时（世界时）电流涡中心的位置，并用圆圈的大小表示总电流强度。

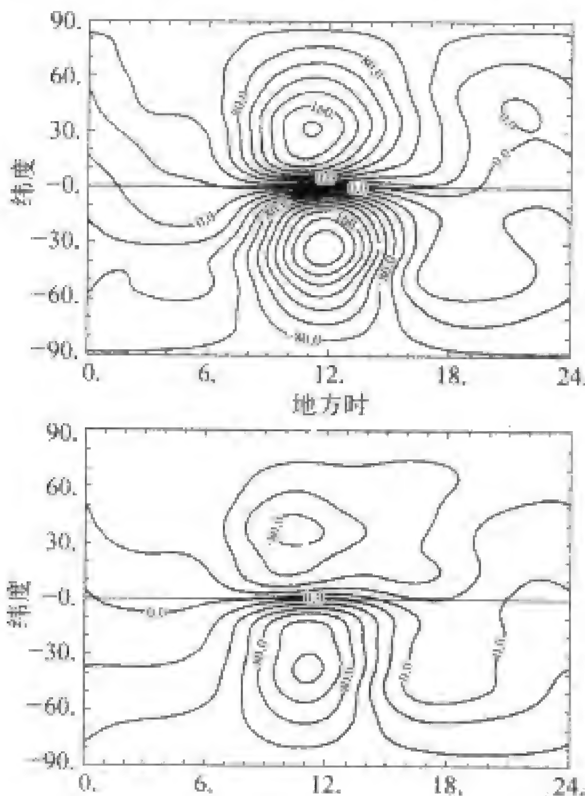


图 6.19 中低纬度区 S_q 内外源场等效电流体系

上图为外源场，下图为内源场。等值线间隔为 20 kA。在正极值周围，电流反时针流动；在负极值周围，电流顺时针流动。

八、S_q 的本征模分析

在第二节我们说到，变化磁场成分的分析可以用各种不同的方法，但是并不是每一种方法都能给出物理意义明确的结果。在地磁学研究中，我们更关心产生地磁场的物理过程，因此与物理过程相联系的成分分析比单纯

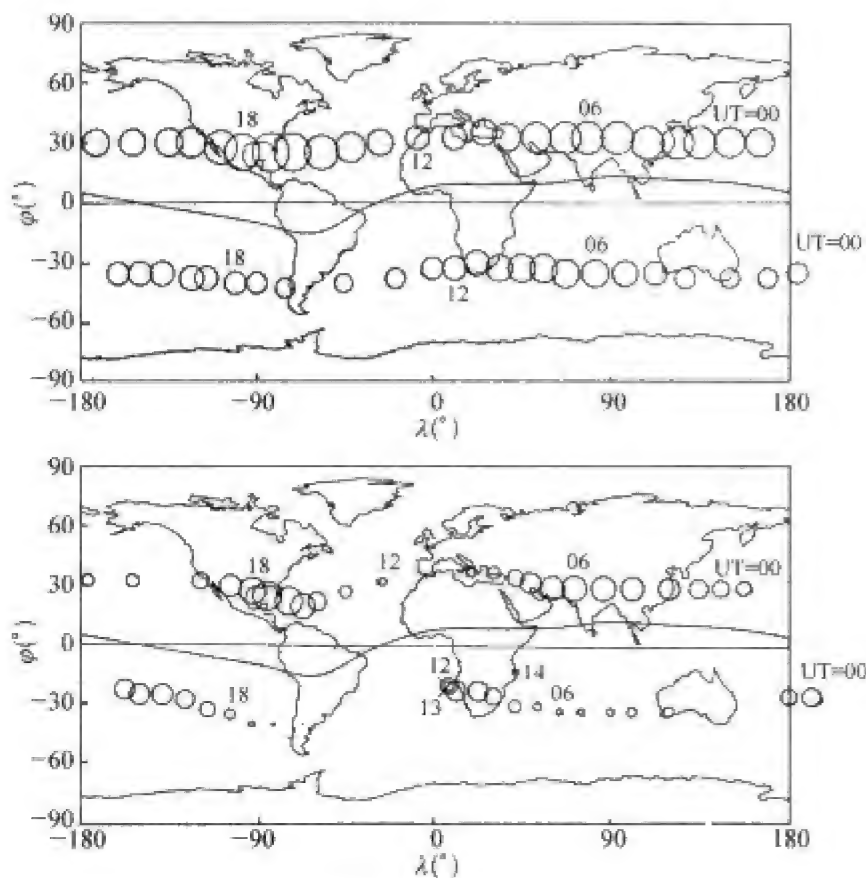


图 6.20　S_q 内外源场等效电流涡中心随世界时的变化

上图为外源场，下图为内源场，圆圈的大小表示总电流的强弱

的谱分析更有意义。下面以上海地磁台 1968 年地磁资料的自然正交分析(MNOC)为例，说明本征模分析的特点。

分析中，我们以一天 24 个时均值为一个样本。对 $m=30,60,90$ 几种不同样本数的分析结果表明，MNOC 分析有比较稳定的本征向量和本征值。在图 6.21 中，左图表示 Z 分量前五个归一化本征模的形态，按本征值从大到小的次序排列，中图是五个磁静日的日变化观测值与各阶本征模贡献的对比，右图是五个磁扰日的日变化观测值与各阶本征模贡献的对比。可以看出，无论是磁静日，还是磁扰日，第一阶本征模都占绝对优势。这就是说，要近似地描述地磁日变化，只要一阶模就够了。而在日变化的傅里叶级数表达式中，只取第一项(24 小时谐波)，是远远不能表达这个日变化的。换言之，从级数收敛性的观点来看，本征模级数收敛得更快。这一收敛快的特点从图 6.22 本征值 λ_k 随本征模阶数 k 变化的图中看得更清楚。随着阶次的升高，本征值迅速减小，比同样资料的傅里叶级数各次谐波振幅衰减快得多。

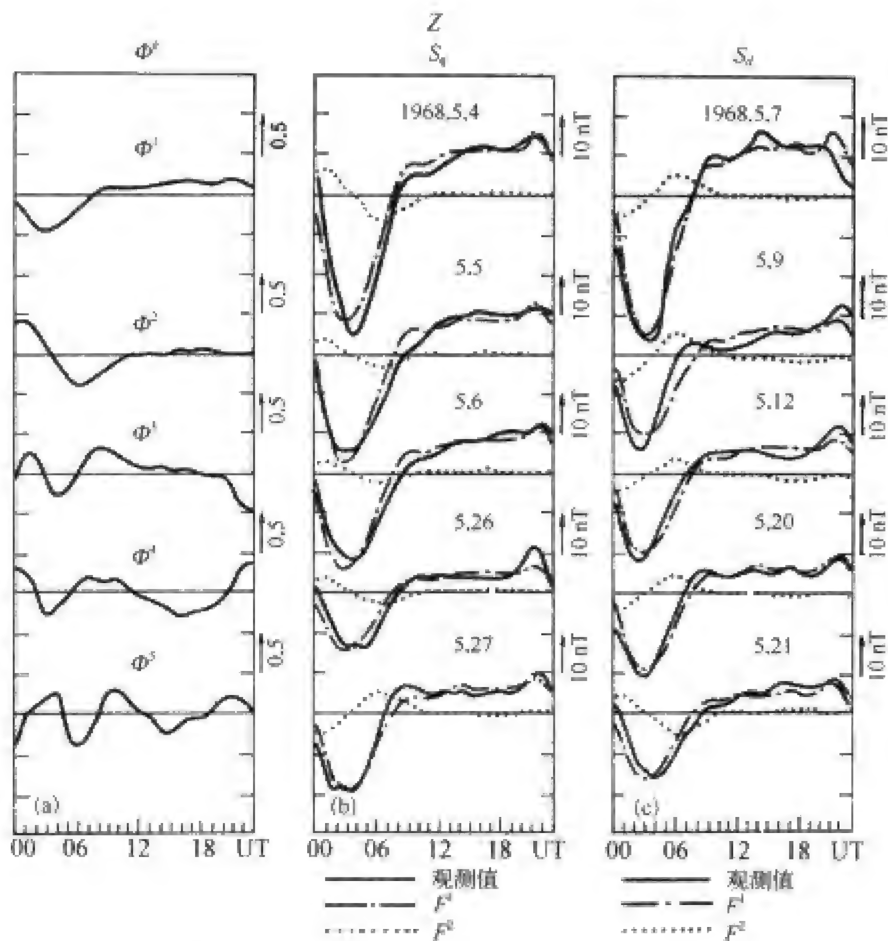


图 6.21 *Z* 分量地磁日变化的本征模分析

(上海地磁台,1968 年 5 月)

左图：前五个归一化本征模(按本征值从大到小次序排列)；

中图：五个磁静日的日变化观测值(实线)与前二阶本征模贡献的对比；

右图：五个磁扰日的日变化观测值(实线)与前二阶本征模贡献的对比。

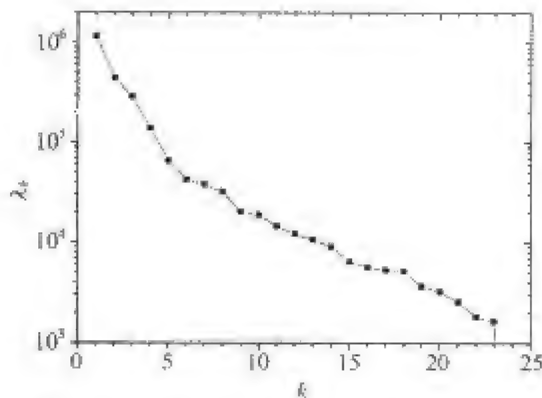


图 6.22 地磁场日变化中各阶本征模对应的本征值 λ_k 随本征模阶数 *k* 的变化

上海地磁台,1968 年 5 月。

第五节 平静太阴日变化 L

早在1835年，克赖尔就已开始探索地磁太阴日变化（lunar daily variation）的问题，但因这种变化太小，而且周期与太阳日周期非常接近，直到1850年他才确切地检测出这种变化。

一、太阴日变化 L 的提取

从地磁记录中分离 L 变化是一件细致而烦琐的工作，而且需要较长的资料序列。通常分为以下几个步骤：

1. 消除太阳日变化

以某地磁要素一个月的时均值序列为原始资料，用时序叠加法求出该月的平均太阳日变化，并将它作为该月每一天的太阳日变化从原始资料中减去，得到小时残差序列。在这个残差序列中，除了太阴日变化外，还包含磁扰、长期变化、剩余的太阳日变化等成分。

2. 将残差序列按太阴日分组

太阴日周期平均为24小时50分钟，近似等于25小时。以月球通过下中天的时刻（太阴日子夜）为起始点，每25个小时值作为一行，将上述残差序列排列成一张表（叫做太阴日表）。由于太阴日周期不是整整25小时，所以作为每行起点的太阴日子夜通常并不落在整点上，我们可用最接近的整点来代替。此外，在每行最后增加一个后随的小时值，以便计算非周期变化。在太阴日的情况下，非周期变化的大小可与太阴日变化的幅度相比拟。

3. 求太阴日变化 L

对太阴日表数据再次使用时序叠加法，得到月平均变化。最后还要用第一个小时值和第26个小时值消去非周期变化，才是该月平均的太阴日变化。

我们既可以按月份求出平均的 L 变化，也可以按月相求出不同月相的平均 L 变化。

二、太阴日变化 L 的特点

用上述方法得到的太阴日变化如图 6.23 所示。图中，从上到下依次画出每隔 1/8 月相的太阴日变化曲线，最上曲线是朔日（新月），第三条是上弦日，第五条是望日（满月），第七条是下弦日。每条曲线的粗线部分表示白天的变化，细线表示夜间的变化。在图的最下面给出一个太阴月（朔望月）平均的太阴日变化曲线。可以看出，太阴日变化 L 具有如下特点：

1. 半日波占优势

由图 6.23 可以看出，无论是各个月相的变化，还是全月的平均变化，太阴日变化曲线最显著的特点是半日波占优势，其他谐波成分较小。

2. 与月相有关

太阴日变化随月相有非常规律的变化。在一个太阴月中，不同月相的太阴日变化虽然都有双波形态，但两个波的振幅不同。随着月相的变化，主峰逐渐前移，而且主要变化总是发生在白天。例如，新月的太阴时零点近似与太阳时零点重合，因此白天的中心大致是太阴时 12 点。从第一条曲线可以看出，最显著的变化发生在太阴时 06～18 点，这正好是白天。

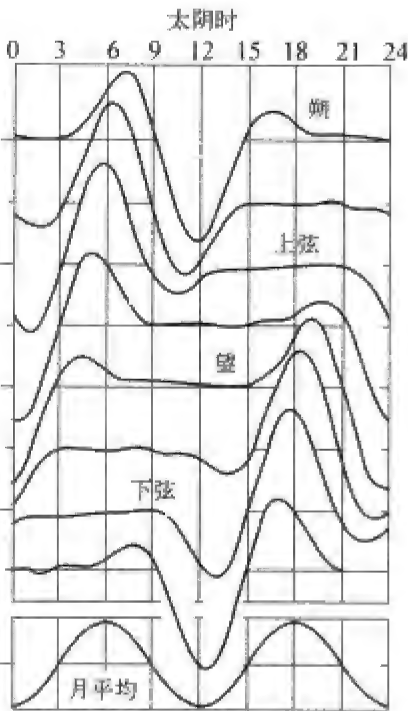


图 6.23 不同月相及全月平均的太阴日变化

雅加达，地磁偏角，相邻曲线的零线间隔是 4 nT 或 0.37′。

三、太阴日变化 L 的电流体系

与太阳日变化一样，我们可以用全球台网的资料分离太阴日变化的内外源部分，并得到相应的内外源电流体系，图 6.24 给出 L 的外源电流体系。南北两半球的电流以赤道为轴，对称分布，在每个半球的中低纬度地区，有四个电流涡，在极区也有四个电流涡。

L 电流体系也有季节变化，夏季半球的电流比冬季半球大，而且夏季半球的电流涡会越过赤道向冬季半球扩展。

四、赤道地区太阴日变化的特点

在上一节，我们描述了赤道地磁台洪伽约 S_q 变化的异常特点。更加值得注意的是，这个台的 L 变化比非赤道台站大得多，甚至可与这些台站的 S_q 变化相比拟，而且 L/S_q 比值也比其他台站大。图 6.25 给出该台的 L 变化曲线以及 $L+S_q$ 合成曲线，L 的影响周期性地表现在合成曲线上，它不仅影响曲线上 S_q 主峰以外部分的形态，而且使合成曲线的幅度产生明显的逐日变化。

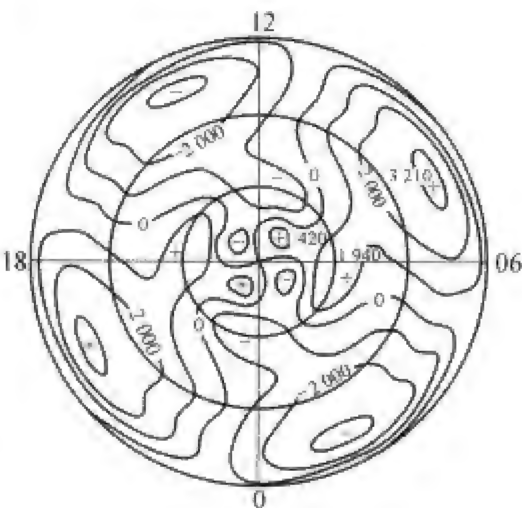


图 6.24 地磁太阴日变化 L 的等效电流体系

等值线间隔为1 kA。

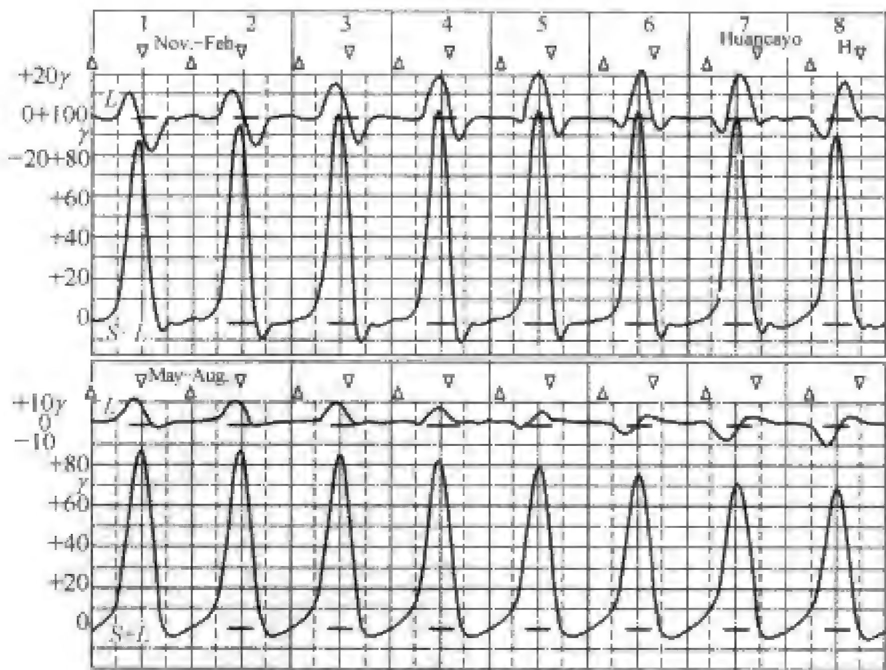


图 6.25 洪伽约地磁台的 L 变化以及 L 与 S_q 合成变化 $L+S_q$

向上和向下的三角分别指出太阴子夜和正午时刻。

第六节 地磁暴与太阳扰日变化 S_D

磁暴(magnetic storm)是一种剧烈的全球性地磁扰动现象,是最重要的一种磁扰变化类型。从格雷厄姆 1722 年第一次观测到磁暴变化至今二百多年来,磁暴一直是地球物理学界热烈探讨的课题,也是地磁和空间物理学中最富挑战性的课题之一。这不仅因为磁暴对全球地磁场形态有重大影响,而且因为磁暴是日地能量耦合链中最重要的环节。此外,由于磁暴对通信系统、电力系统、输油管道、空间飞行器等有严重影响,所以,磁暴研究也有重要的实际应用价值。

磁暴往往在行星际磁场转为南向并保持相当一段时间的情况下发生。此时,近地等离子体片中的带电粒子获得加能并注入内磁层,形成环电流,引起地面水平磁场大幅度下降。当行星际磁场再次转北之后,等离子体加能和注入的速率减慢,环电流带电粒子由于与地冕粒子的电荷交换等过程而逐渐散失,磁暴逐渐减弱。磁暴后环电流向平静水平恢复的速率有快有慢,特大磁暴后的恢复有时要持续一个多月,才能回到平静水平。

磁暴的形态学特点可以概括为:变化幅度大而形态复杂,持续时间长而全球同步性好。

一、典型磁暴过程描述

磁暴发生时,所有地磁要素都发生剧烈变化,其中,水平分量 H(或 X 分量)变化最大,最能代表磁暴过程特点。磁暴期间 H 分量的变化在中低纬度地区表现得最为突出,所以,磁暴的大部分形态学和统计学特征是依据中低纬度 H 分量(或 X 分量)的变化得到的。下面关于磁暴过程的描述主要是针对 H 分量而言的。图 6.26 是一个典型的磁暴期间,中低纬度区不同经度的六个地磁台 H 分量的记录,图中,以世界时为横坐标把六条曲线画在一起。

由图可以看出,磁暴几乎同时在全球开始,其典型标志是水平分量突然增加,呈现一种正脉冲变化,变化幅度最大可超过 50 nT(一般磁暴为 10~20 nT),这个变化称为"磁暴急始"(storm sudden commencement),记作 SSC 或 SC,相应地把这种磁暴叫做急始磁暴。有时在正脉冲前面有一个

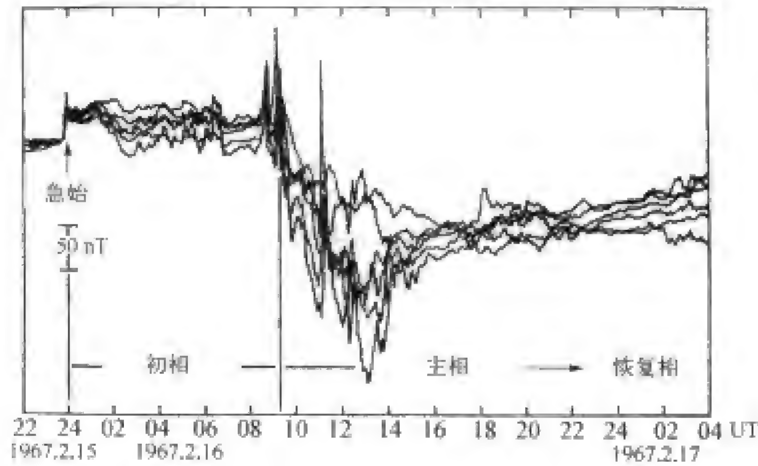


图 6.26　1967 年 2 月 16～17 日磁暴期间中低纬度区不同经度的 6 个地磁台 H 分量的记录
横坐标为世界时。

小的负脉冲，这种急始记作 SC^*。有的磁暴起始变化表现为平缓上升，叫做"缓始磁暴"(gradual commencement)，记作 GC。

磁暴开始之后，H 分量保持在高于暴前值的水平上起伏变化，称作"初相"(initial phase)，持续时间为几十分钟到几个小时。在此阶段，磁场值虽然高于平静值，但扰动变化不太大。

初相之后，磁场迅速大幅度下降，几个小时到半天下降到最低值，并伴随着剧烈的起伏变化，这一个阶段称作"主相"(main phase)。主相是磁暴的主要特点，磁暴的大小就是用主相最低点的幅度衡量的，一般磁暴为几十到几百 nT，个别大磁暴可超过 1 000 nT。有记录以来最大一次磁暴发生在 1859 年 9 月 2 日，H 分量最大下降值超过 7 000 nT。

主相之后，磁场逐渐向暴前水平恢复，在此期间，磁场仍有扰动起伏，但总扰动强度渐渐减弱，一般需要 2～3 天才能完全恢复平静状态，这一阶段叫做"恢复相"(recovery phase)。

二、磁暴分类及暴时变化的平均特点

为了便于对磁暴进行分类统计和研究，常常按照磁暴的形态特点或者强度大小把磁暴分为不同的类型。在按强度分类时，根据所用地磁指数的不同，又有不同的分类法。

1. 按起始特点分类

上面我们说过，按照有无急始变化，磁暴分为急始磁暴和缓始磁暴两大类。它们所包括的初相、主相、恢复相三个阶段没有系统的差别。

2. 按 K 指数分类

K 指数是用分级的方法描述地磁活动性的一种数字指标。K 从 0 到 9 共分为 10 级，$K=0$ 和 $K=9$ 分别表示最平静和最扰动的情况。把一天按照世界时等分为 8 个时段，由地磁台记录求出每个三小时段的地磁变化幅度，进而确定该台该时段的 K 指数，最后综合全球选定的 12 个台站的 K 指数得到行星性 Kp 指数。关于地磁活动指数我们还要在第十节中详细介绍。

按 K 指数的大小，磁暴分为三类：中常磁暴（$K=5,6$）、中烈磁暴（$K=7,8$）、强烈磁暴（$K=9$）。

3. 按 Dst 指数分类

在图 6.26 中我们看到，虽然磁暴在全球同时开始，同步变化，但仍有明显的经度差异。为了从总体上描述磁暴的大小，我们可按大致均匀的经度间隔选择若干中低纬度台站，从各台 H 分量变化中消去正常日变化，得到所谓的“暴时变化”(storm time variation)，然后将所选台站的变化用时序叠加法进行平均，即得到描述磁暴变化的“Dst 指数”和“Dst 变化”。注意，这里的 st 不是下标，而是小写字母，表示暴时变化的意思。

按照 Dst 指数的大小，杉浦正久(Sugiura)和查普曼(Chapman)把磁暴分为弱磁暴、中等磁暴和大磁暴三类，并以磁暴开始时刻(称作磁暴时间零时)为共同参考点，用时序叠加法求出每类磁暴的平均暴时变化，如图 6.27 所示。

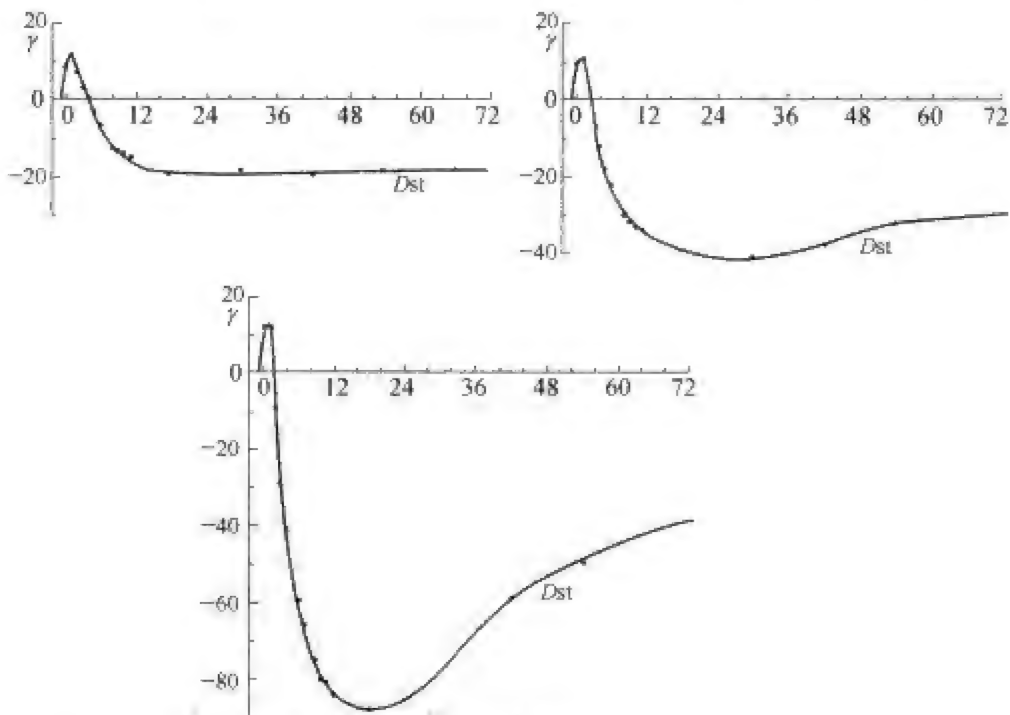


图 6.27 弱磁暴、中等磁暴和大磁暴的平均暴时变化 Dst(H)

但是，当我们把这些平均的 Dst 曲线与具体磁暴的 Dst 变化相比较时，发现有许多矛盾的地方。例如，对于一个具体磁暴而言，即使最小 Dst 指数达到 −90 nT，也很难归入大磁暴一类，其次，平均 Dst 曲线的低值区比大多数实际磁暴宽得多，另外，它们的恢复相，特别是弱磁暴的恢复相，也显得太长。所以，1997 年 Loee-Prolss 提出了一种新的磁暴分类标准。

首先，把具有明显初相-主相-恢复相的完整形态，并且最低点的 Dst≤−30 nT的磁扰作为磁暴的定义，然后把磁暴分为弱、中、强、烈、巨五类，各类磁暴最低点 Dst 值的下限值分别是 −30 nT、−50 nT、−100 nT、−200 nT、−350 nT。图 6.28 按照 ΔDst = 10 nT 的间隔列出 1957～1993 年期间总共 1 085个磁暴的分类情况，各类磁暴所占比例分别为 44%、32%、19%、4%、1%，每年平均发生弱磁暴 13 次，中磁暴 9 次，强磁暴 6 次，烈磁暴 1 次，而巨磁暴平均每 6 年才发生一次。

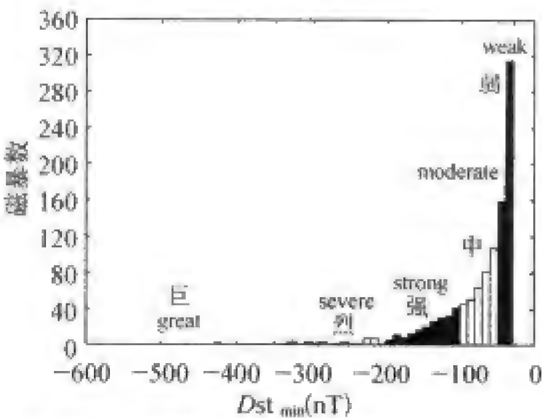


图 6.28　磁暴发生频次随最小 Dst 的变化(1957～1993)

对每类磁暴用时序叠加法求出 Dst 平均变化曲线，如图6.29所示。与前面介绍的分类法不同的是，新分类法把 Dst 最低点的时刻作为时序叠加的共同参考点，这样可以很好地描述磁暴的主相部分，并且能够正确地确定 Dst 的最低值。此外，快速下降和缓慢恢复阶段的形态表现得更为合理，恢复相的时间长度也与实际磁暴比较一致。作为代价，急始和初相部分变得模糊了。显然，造成这种模糊结果的一个原因是不同磁暴的持续时间有时相差较大，另一个原因是不同磁暴的急始与主相之间的间隔也不相同。

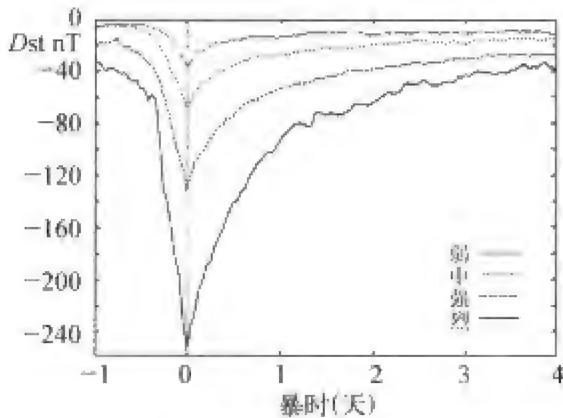


图 6.29　各类磁暴的平均 Dst 变化曲线

共同参考点是 Dst 最低点的时刻。

4. 按重现性分类

按是否周期性重复出现，磁暴可分为重现性和非重现性两类。重现性磁暴多发生在太阳活动周的下降段，其重现周期约为 27 天，与太阳自转周期相近。现在人们

已经知道形成重现性磁暴的原因是：与太阳共旋的低速太阳风流和高速太阳风流相互作用，在行星际介质中形成高压区，当高压区中的南向行星际磁场与地球相遇时就会触发磁暴。非重现性磁暴多发生在太阳活动高年，它们是由快速日冕物质膨胀(CME)驱动的行星际扰动引起的。这类磁暴既涉及地球磁层与行星际激波相遇，也与驱动激波的 CME 与磁层的作用有关。

三、磁暴的组成

除了上面讨论的暴时变化外，每一个磁暴还包含其他许多扰动变化成分，从而使磁暴形态变得极其复杂。这些扰动主要有太阳扰日变化、亚暴变化、脉动以及其他不规则的扰动。

太阳扰日变化(disturbance daily variation，记作 S_D)是磁扰期间叠加在 S_q 上的一种太阳日变化，二者周期相同，只是 S_q 每天都有，而 S_D 仅在磁扰日才比较显著。S_D 主要出现在高纬度区，特别是极光带附近，而中低纬度区的 S_D 幅度很小。

图 6.30 是磁暴第一天和第二天水平分量的扰日变化 $S_D(H)$随纬度的分布，作为对比，图中也给出所有日的平均日变化(叫做通日变化)$S(H)$，它基本上与 $S_q(H)$相同，但包含着不大的 S_D 变化。可以看出，$S_D(H)$的纬度分

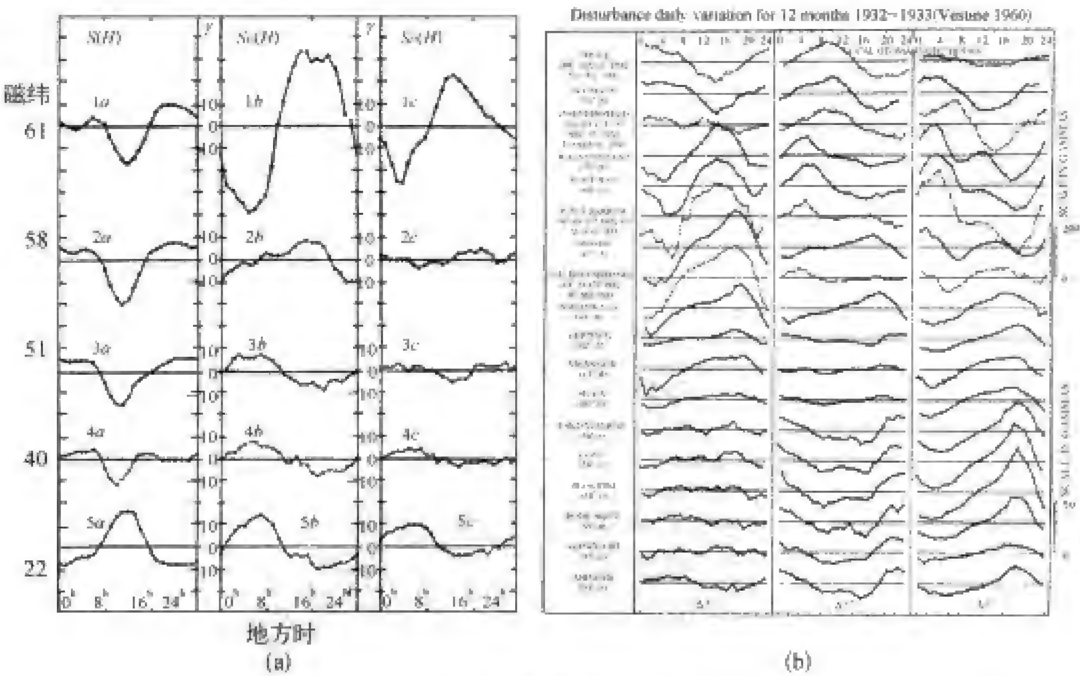


图 6.30 地磁扰日变化

(a) 扰日变化 $S_D(H)$与通日变化 $S(H)$随纬度分布的对比。左列是通日变化 $S(H)$，中列是磁暴第一天的 $S_D(H)$，右列是磁暴第二天的$S_D(H)$；(b) 54°以上 18 个高纬度台站的平均 S_D 变化(1932～1933)。

布和地方时变化过程与 $S(H)$ 有明显不同，$S(H)$ 的反相点发生在纬度 30°附近（第 4 与第 5 曲线之间），而 $S_D(H)$ 的反相点发生在纬度 55°附近（第 2 与第 3 曲线之间），$S(H)$ 的极值发生在正午附近，而此时 $S_D(H)$ 曲线却通过零点。

磁暴期间，经常有一些持续几十分钟到几小时的剧烈扰动叠加在暴时变化上，这就是地磁亚暴，有人认为，磁暴就是由一个接一个亚暴组成的。此外，磁暴过程从始至终都有各种类型的脉动和其他磁扰发生，关于亚暴和脉动，我们将在下面几节详细论述。

四、磁暴的等效电流体系

图 6.31 给出磁暴 Dst 变化和 S_D 变化的等效电流体系以及二者合成

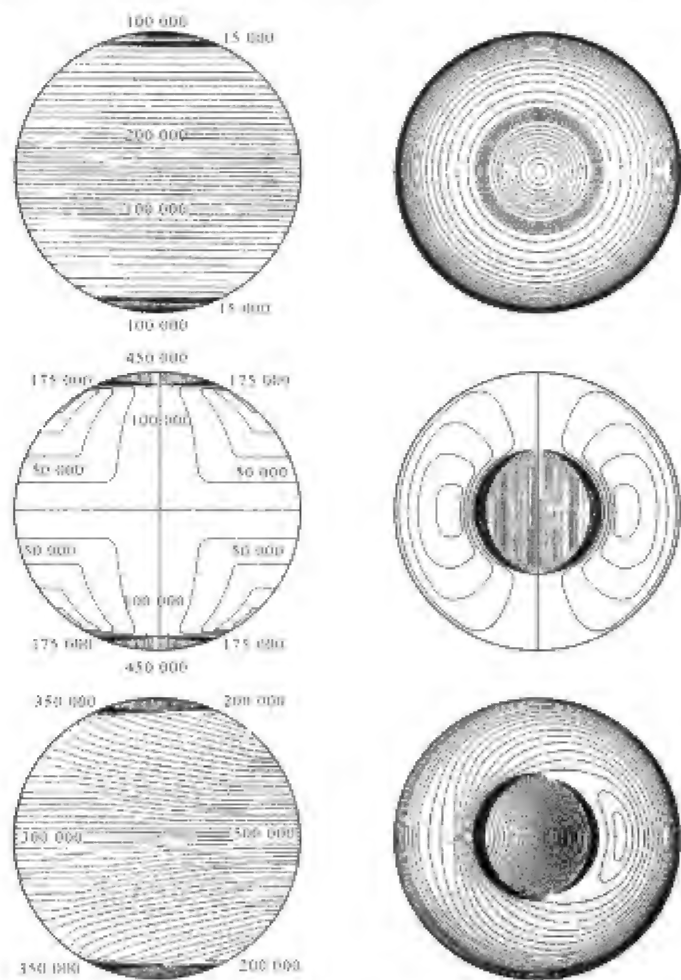


图 6.31 磁暴 Dst 变化和 S_D 变化的等效电流体系以及二者合成的电流体系

上图：磁暴 Dst 变化的等效电流体系；中图：S_D 变化的等效电流体系；下图：Dst + S_D 的电流体系。左列图是从太阳向地球看，右列图是从北极上空向下看。

的电流体系，左图是从太阳向地球看，右图是从北极上空向下看。Dst 电流是平行于纬度圈的西向电流，它产生了中低纬度地区地磁水平分量的下降，S_D 电流集中在高纬度地区，特别是极光带。

第七节 地磁亚暴与湾扰

地磁亚暴(substorm)是主要表现在高纬度地区的一种地磁扰动现象。亚暴期间，整个高纬度地区，特别是极光带，磁场同时发生剧烈扰动。磁扰的方向和大小随地点而变，相距几百公里的两处，变化相位可能完全相反，不同经纬度的扰动幅度，可以从几十 nT 变化到几百 nT，有时可以超过 1 000 nT。一次亚暴的持续时间从半小时到几小时不等。亚暴有时单个发生，但更经常的是一个接一个连续发生。在地磁活动高年，亚暴发生非常频繁，即使在活动低年，亚暴也经常发生。

一、典型的亚暴过程

图 6.32 是一次亚暴期间，12 个高纬度台站的同时记录。由图可见，亚暴在所有台站上几乎同时开始，但是不同台站磁扰变化的形态和幅度相差很大。于是，专门设计了一套描述亚暴变化地磁活动指数：*AU*、*AL*、*AO* 和 *AE*，这些指数是根据极区地磁台站磁场变化的连续记录得到的。把不同经度地磁台的 *H*(或 *X*)分量变化曲线按世界时画在一起，曲线族的上、下

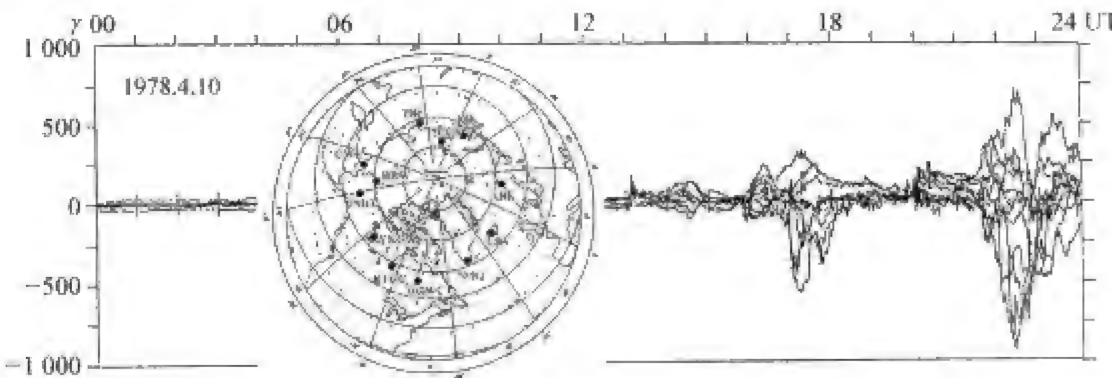


图 6.32 亚暴期间高纬台站地磁场变化曲线的叠加图

曲线族的上、下包络线分别定义为 *AU* 和 *AL* 指数。

包络线分别是 AU,AL,而 $AE = AU - AL$,$AO = (AU + AL)/2$,其中 AE 指数是最常使用的亚暴指数。

按 AE 指数的变化,亚暴过程可分为三个阶段,即增长相、膨胀相和恢复相。在增长相期间,AE 指数平缓上升,变化不太显著。在紧接着的膨胀相期间,AE 指数的急剧变大,并且伴随有剧烈起伏,这是亚暴最主要的阶段。此后,扰动起伏减缓,AE 指数逐渐回落到暴前平静水平,这是亚暴的恢复相。这种三阶段发展过程有点像磁暴,这也是"亚暴"名称的由来。

二、亚暴的等效电流体系

等效电流体系是描述亚暴期间地磁扰动空间分布和时间演化特点的最好形式,它可以全面而形象地反映出亚暴的全部复杂特点。为了对亚暴的复杂磁场分布能有一个清晰的概念,我们先来看比较简单的平均电流体系。图 6.33 是亚暴的两种平均电流体系:左图描述的主要是膨胀相电流体系的特点,右图是整个亚暴过程的平均情况。它们的共同特点是在子夜到凌晨时段内,在 70°纬度附近,沿着极光带有一个强大而集中的西向电流束,称作"极光带电集流"。它们的主要区别是,前者呈单电流涡结构,有一个夜间西向电集流,后者有两个电流涡,在晨昏侧各有一个电集流。

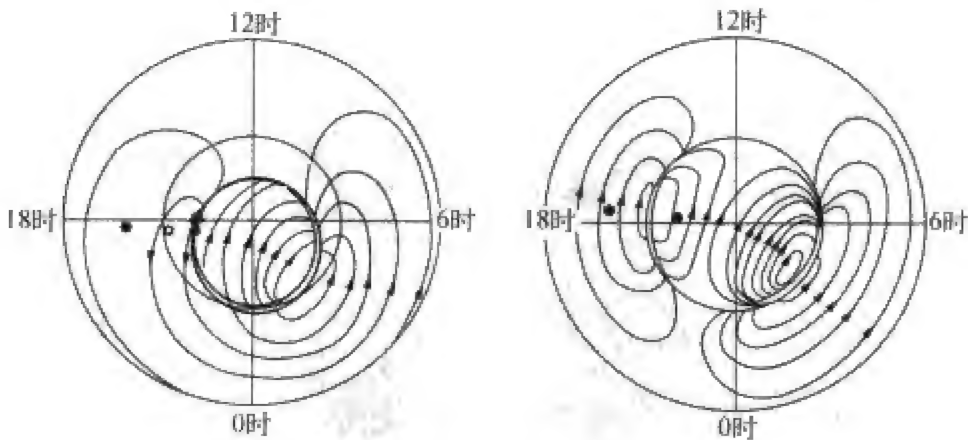


图 6.33 亚暴的两种平均电流体系

左图:膨胀相电流体系,右图:整个亚暴过程的平均电流体系。

在亚暴研究的历史上,曾有过"单涡电流"和"双涡电流"之争。现在人们普遍接受的观点是,亚暴是由磁层中两个不同过程(驱动过程和卸载过

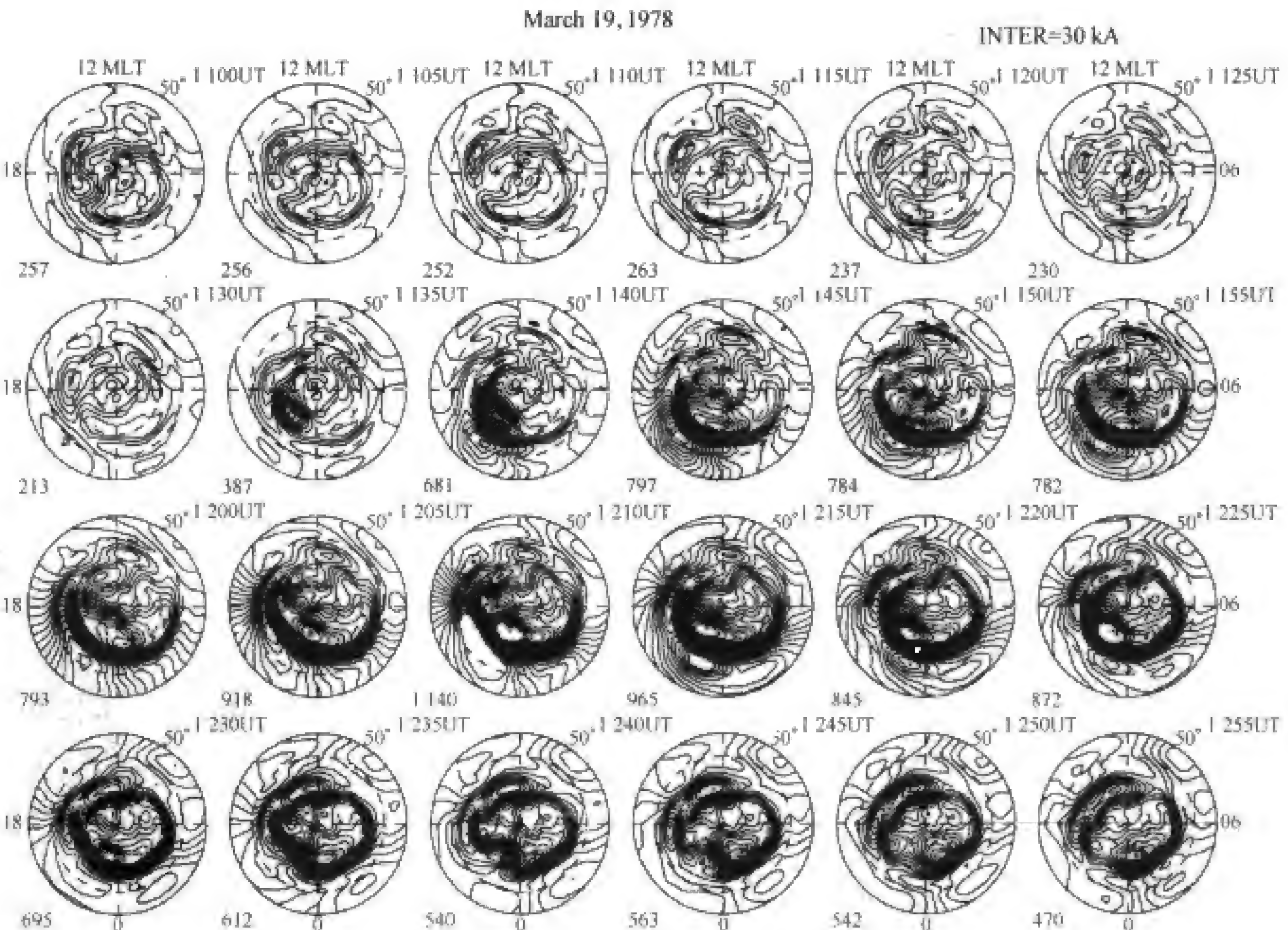


图 6.34 亚暴等效电流体系的演化

相邻两幅图的时间间隔为 5 分钟，每幅图左下角的数字是极区总电流(单位 kA)。等值线之间的间隔是 30 kA。

程)决定的,它们的等效电流体系分别为单涡和双涡结构。在亚暴的不同阶段,两种过程同时存在,但相对强度不同,因而对总的亚暴电流体系的贡献也不同。在亚暴增长相,驱动过程的双涡电流占优势,在膨胀相,则是卸载过程的单涡电流占优势,在恢复相,后者的优势逐渐让位于前者。因此,使用不同时段的资料作平均,得到的平均电流体系也不相同。

实际的亚暴等效电流体系非常复杂,随时间的变化也十分剧烈。图6.34(见上页)是1978年3月19日UT=11:00到12:55亚暴期间不同时刻等效电流体系的演化情况。

三、亚暴与湾扰

人们很早就注意到,在接近磁静的情况下,有时磁记录出现一些结构简单的小扰动。在 H 分量上,曲线逐渐偏离正常日变化,在达到正的(或负的)极大偏离后,又逐渐恢复到正常变化水平。这种扰动曲线形状类似海湾,所以称之为"湾扰"。湾扰不仅表现在 H 分量上,而且在其他分量上也有相应的变化。图6.35是英国克攸地磁台偏角的湾扰记录。

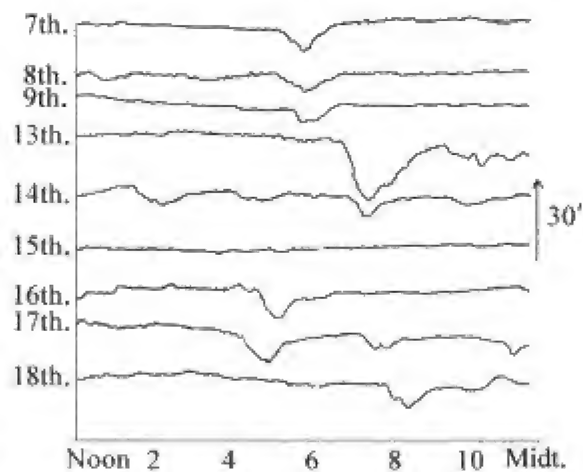


图6.35 英国克攸地磁台偏角的湾扰记录(1911年2月7~18日)

如果用地磁各分量的湾扰变化推断引起该变化的高空电流,就会发现,这些电流是在极光带纬度上向西流动的电流束。由此可见,湾扰与亚暴有同一起源。在一些教科书中(如苏联杨诺夫斯基所著的《地磁学》),径直把亚暴叫做湾扰。

四、亚暴与极光

地磁亚暴与极光活动有密切的关系。早在20世纪初,伯克兰就注意到二者的联系,并指出它们与太阳活动以及高空三维电流体系的关系。

地磁亚暴发生时,极光活动明显加强,特别是亚暴膨胀相的开始正好对

应着极光的突然增亮，而亚暴的恢复对应着极光活动的逐渐减弱。这种极光活动增强事件叫做极光亚暴。除此之外，电离层和整个磁层在亚暴期间也同时发生剧烈变化，这些变化总称为磁层亚暴，而地磁亚暴可以看做是磁层亚暴在地磁场变化上的表现。

磁层亚暴是太阳风-磁层-电离层-高层大气能量耦合的重要表现，是地磁与空间物理学的重要课题，也是近地空间环境监测和预报最为关心的问题，我们将在后面几章详细论述。

五、亚暴与磁暴的关系

亚暴与磁暴都是剧烈的磁扰变化，一个磁暴过程中总是包含多个亚暴，这说明磁暴和亚暴在物理成因上有密切的关系。有人认为，磁暴就是一系列亚暴连续发生的合成结果。实际上，磁暴与亚暴有着重大的区别，磁暴最主要的标志是主相，主相期间全球中低纬度区的水平分量持续降低，而这一特点不是亚暴所必有的。磁暴发生时必有亚暴，而亚暴发生时却不一定有磁暴。

第八节 地 磁 钩 扰

在太阳耀斑发生时，常常观测到无线电信号衰落的现象。与此同时，在向日面中低纬度地磁台上，出现一种特殊类型的地磁扰动——钩扰(crochet)，又叫太阳耀斑效应(solar flare effect，简称 sfe)，如图 6.36 所示。

钩扰的形态有点像湾扰，但起始很急，持续十几分钟到一个小时。这种磁扰只限于日照半球，而不会在夜间发生。如果用全球(或向日半球)磁扰资料作出钩扰的等效电流体系，则可以看到，它与 S_q 电流体系非常相似(参看图 6.16 和图 6.19)，所以钩扰也叫做 S_q 增强事件。图 6.37 是 1958 年 8 月 16 日 sfe 事件极大期变化磁场位的外源部分 U^e，等值线上的数值是磁位值除以地球半径的值(单位 nT)。由 $\boldsymbol{B} = -\nabla U$ 可以判断，赤道带磁场向北，与 S_q 一致。

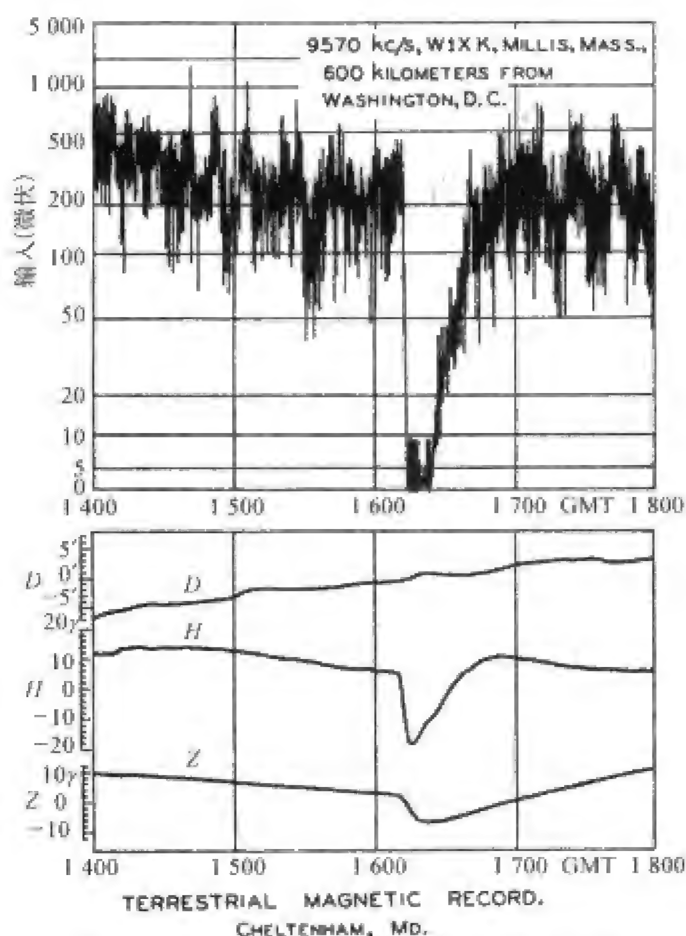


图 6.36　太阳耀斑发生时无线电衰落和地磁钩扰变化(1936 年 11 月 26 日)

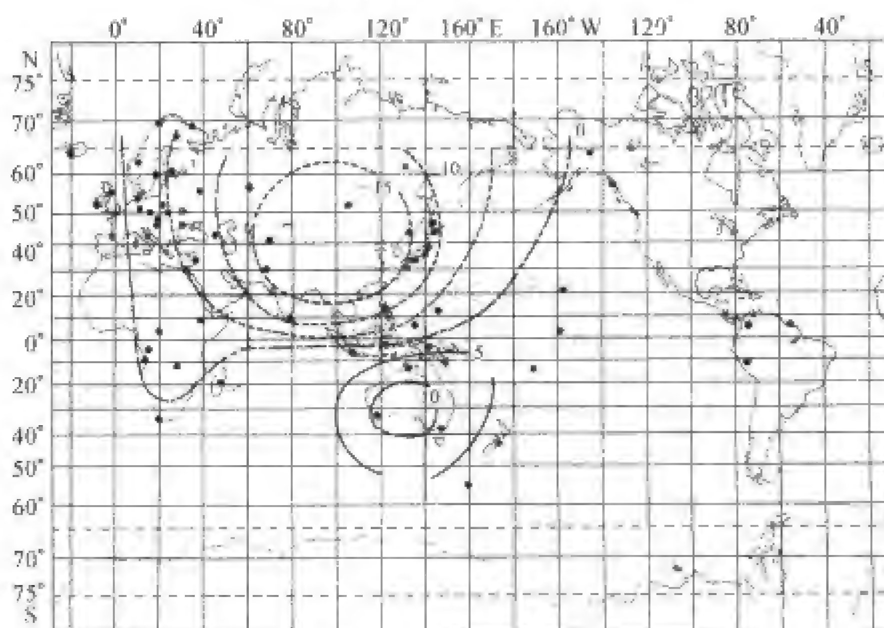


图 6.37　钩扰的外源场磁位(1958 年 8 月 16 日)

等值线表示 U^e/a(a 是地球半径),黑点是所用的台站。

第九节　地 磁 脉 动

当我们注意观察标准磁照图时就会看到，即使在磁场平静的时段，地磁记录曲线也会有一些短周期的起伏变化。在快速记录中，这些起伏变化类似于一串一串的波动，这种特殊的磁扰类型叫地磁脉动(geomagnetic pulsation)或微脉动(micropulsation)。地磁脉动的周期范围为0.2秒到十几分钟，振幅为百分之几到几百 nT，持续时间为几分钟到几小时。

一、脉动的分类及其一般特点

按照形态的规则性和连续性，脉动分为两大类，第一类是具有准正弦波形，且能稳定地持续一段时间的"连续性脉动"(continuous pulsations)，用 *Pc* 表示，第二类是波形不太规则和持续较短的脉动，叫做"不规则脉动"(irregular pulsations)，用 *Pi* 表示。注意，*Pc* 和 *Pi* 中的 *c* 和 *i* 是小写字母，而不是下标。每类脉动又按周期 T 分为若干小类：*Pc* 脉动按周期增加的顺序分为6类：*Pc*1(T = 0.2 ～ 5 s)、*Pc*2(T = 5 ～ 10 s)、*Pc*3(T = 10 ～ 45 s)、*Pc*4(T = 45 ～ 150 s)、*Pc*5(T = 150 ～ 600 s)、*Pc*6(T > 600 s)，*Pi* 脉动分为三类：*Pi*1(T = 1 ～ 40 s)、*Pi*2(T = 40 ～ 150 s)、*Pi*3(T > 150 s)。各类脉动的周期和振幅如图6.38所示。

1. *Pc*1 脉动

这是一种比较规则的正弦型振荡。在磁照图上，这种短周期脉动经常一串接一串地出现，其包络线类似珍珠，所以又叫珍珠形脉动。*Pc*1 脉动的周期为0.2～5 s，振幅一般在0.01～1 nT 范围内，多出现在极光带和亚极光带，而且几乎只在磁平静时才出现。在一条磁力线的两个共轭点可以记到交替出现的 *Pc*1 脉动，表现出 *Pc*1 沿磁力线传播的特点(图6.39)。

2. *Pc*2 和 *Pc*3 脉动

主要出现在日照半球，是中纬度地区最常看到的脉动类型，*Pc*2 的周期范围为5～10 s，*Pc*3 的周期为10～45 s，振幅一般在1 nT 以下。图6.40是 ISEE2 卫星和地面台站记到的 *Pc*3 型脉动。

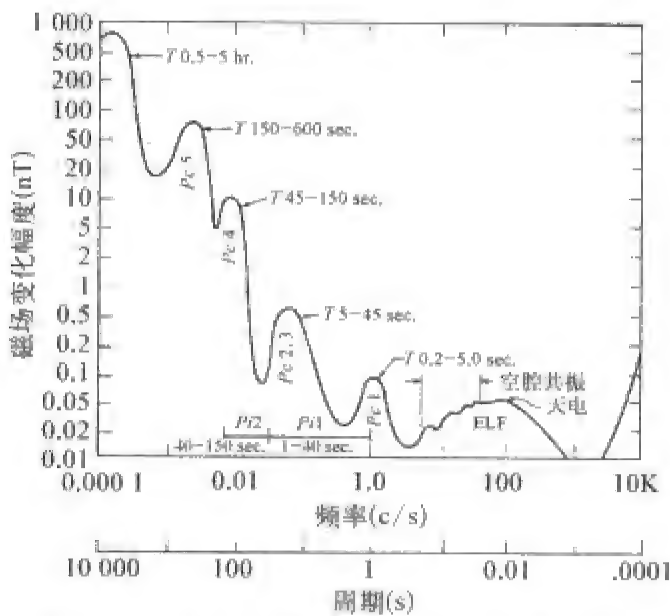


图 6.38 各类脉动周期范围和平均振幅的关系

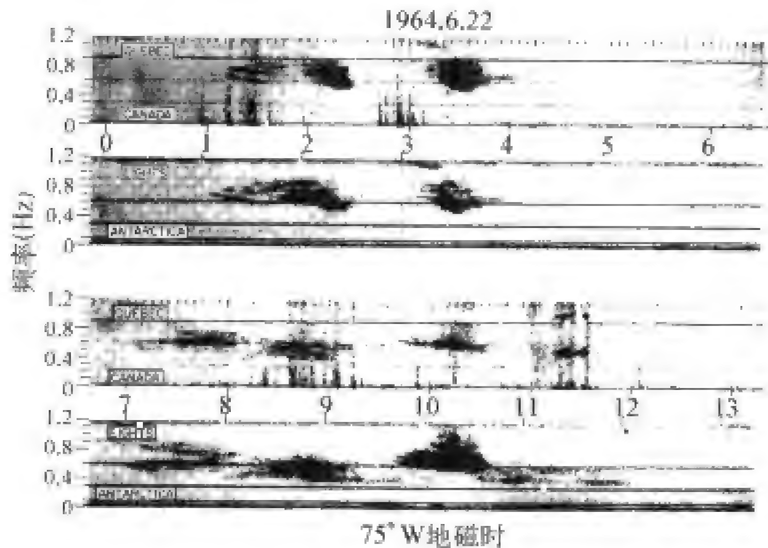


图 6.39 磁共轭点记到的 Pc1 脉动动态谱

3. *Pc*4 脉动

主要出现在白天，周期范围为 45～150 s，持续几分钟到几小时。在中低纬度地区振幅最大为几 nT，在高纬度地区振幅可大到 20 nT。*Pc*4 脉动主要出现在磁平静时期，在太阳活动减弱的年份，出现频次增大。

4. *Pc*5 脉动

主要出现在早晨和午后，周期范围为 150～600 s，振幅可超过 100 nT。

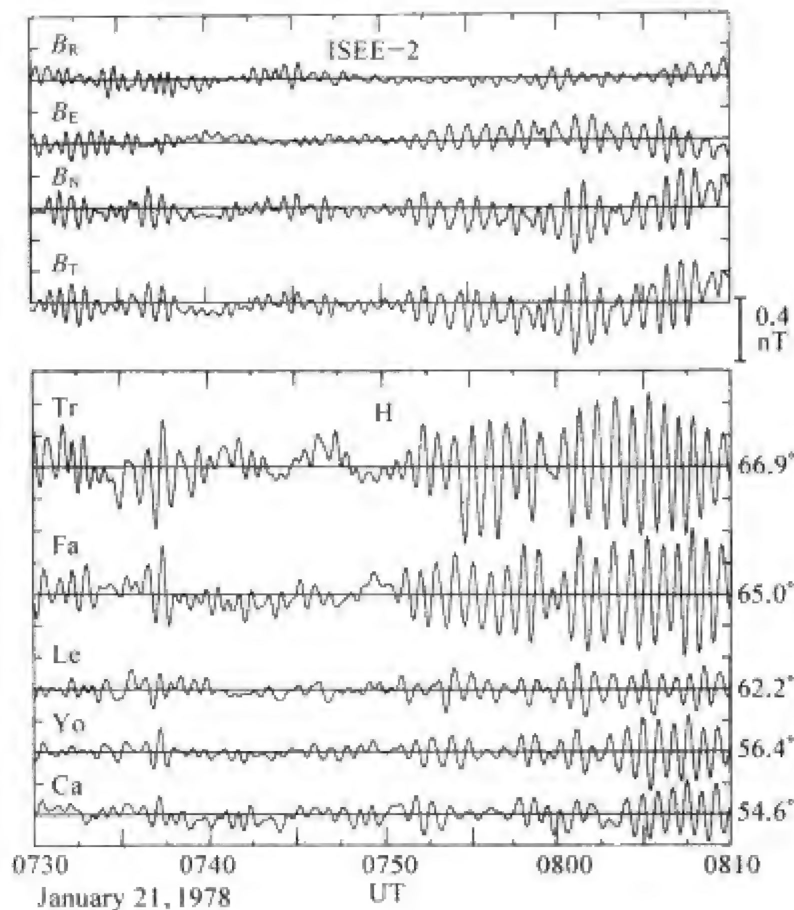


图 6.40 ISEE2 卫星和地面台站记到的 *Pc*3 型脉动

早晨 *Pc*5 出现在极光带西向电集流区，午后 *Pc*5 脉动常在磁暴和亚暴发生时出现，所以又叫暴时 *Pc*5，其经度范围不超过 15°。

5. *Pc*6 脉动

这是周期在 600 s 以上的一种长周期脉动，最大振幅出现在极光带，白天周期较长，夜间周期较短。

6. *Pi*1 脉动

这种不规则脉动经常出现在磁暴和亚暴期间，构成磁暴和亚暴的细微结构，其周期范围为 1～40 s。

7. *Pi*2 脉动

这是一种重要的脉动类型，可在全球各处观测到，并且总是伴随亚暴而发生，所以被认为是亚暴的"指示器"。这种脉动的周期范围为 40～150 s，持续几分钟，一个脉动序列通常只有几次振荡。低纬度地区 *Pi*2 脉动振幅很小，一般只有几分之一 nT，但在亚暴电集流下方，其振

幅可超过 100 nT。图 6.41 是北京地磁台与南极长城站记到的一次 *Pi*2 脉动。

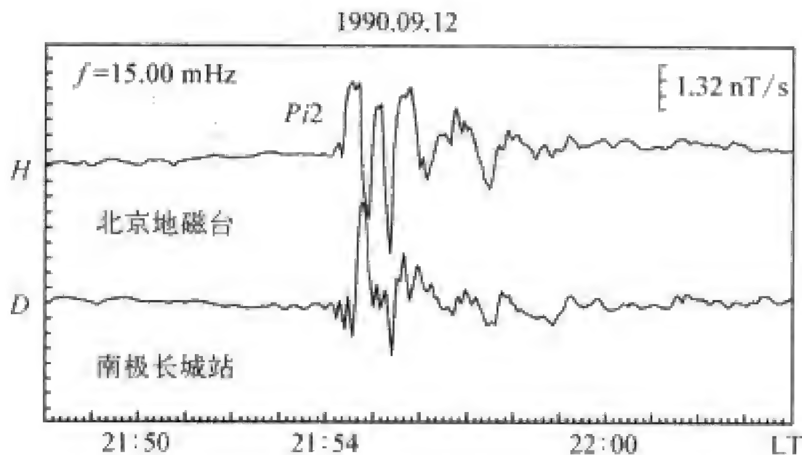


图 6.41 北京地磁台与南极长城站记到的一次 *Pi*2 脉动

8. *Pi*3 脉动

周期大于 150 s，主要出现在夜间极光带，并常伴随极光脉动同时出现。

二、脉动的频谱性质

为了概括地了解脉动强度随周期变化的规律及其时空分布特点，图 6.42和图 6.43 分别给出单台地磁变化(包括脉动)的傅里叶谱及这种频谱的纬度分布。图 6.42 是波多黎各圣胡安地磁台地磁 *H* 分量的日变化曲线(虚线所示)以及由该曲线得到的傅里叶谱(实线所示，周期从 5 分钟到 5 小时)，其中左、中、右三图分别是磁静日、全月平均和磁扰日的情况。我们看到，磁扰日的谱强度整个地高于磁静日，而且它们有一个共同的特点，即地磁变化的振幅随周期加长而变大。图 6.43 是从北极到赤道 16 个地磁台地磁谱的比较。由图可以清楚地看出，各种周期的磁扰(包括 *Pc*5 和 *Pc*6)随纬度的分布有非常相似的规律：极光带和白天的赤道地区是谱强度明显增大的两个纬度带。图中没有给出的其他短周期脉动也有类似的纬度分布，只有 *Pc*1 脉动是例外，这种脉动在赤道带几乎从不出现。图 6.43 还指出，随着地磁活动性的增强(从左到右)，谱振幅逐渐变大：从静日到通日，再到扰日，极光带的谱强度由～1 增大到～10，再增大到～100；赤道带的增强要弱一些。

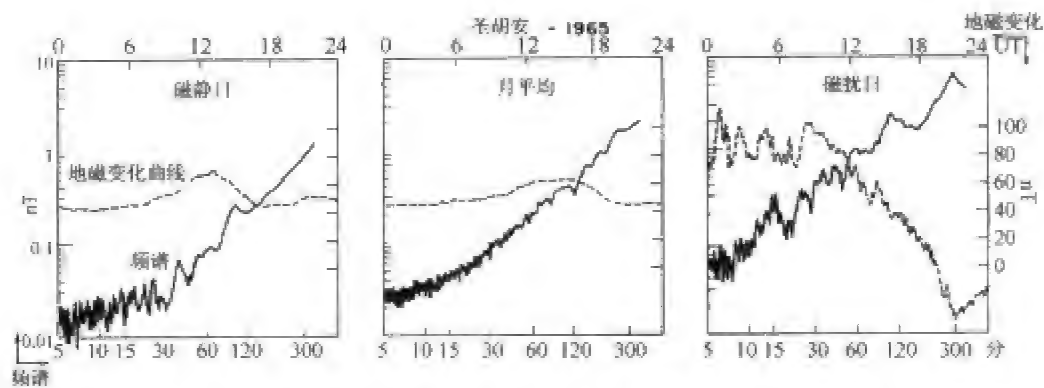


图 6.42 圣胡安地磁台地磁 H 分量的日变化曲线(虚线和上边与右边的坐标所示)以及由该曲线得到的傅里叶谱(实线和下边与左边的坐标所示,周期从 5 分钟到 5 小时)

左、中、右三图分别是磁静日、月平均和磁扰日的情况。

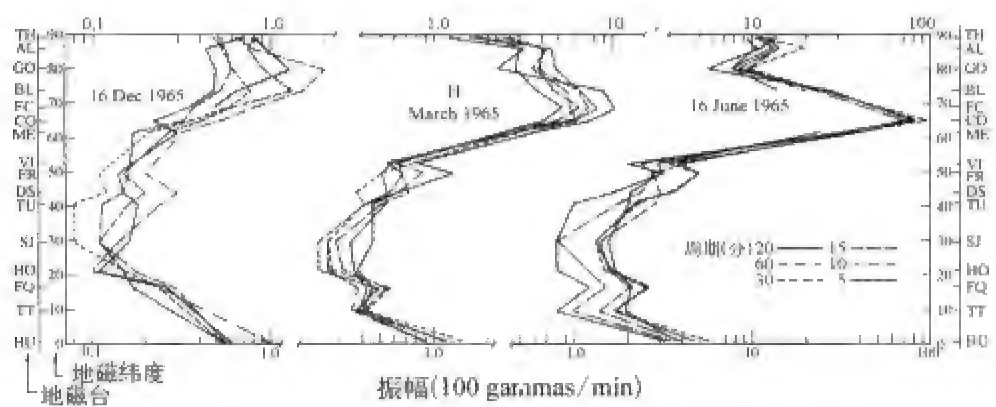


图 6.43 从北极到赤道 6 个周期的地磁谱随纬度的分布

左、中、右三图分别是磁静日、月平均和磁扰日的情况。

第十节 地磁活动性和地磁指数

从以上介绍的几种变化磁场类型,我们已经能够看到变化磁场的复杂性和多样性。为了简洁地描述各类磁扰强度乃至地磁场的整体活动水平,地磁学家陆陆续续设计出几十种地磁活动指数,这些指数为地磁现象和相关现象的研究提供了重要的基础资料。

地磁指数是描述每一时间段内地磁扰动的总体强度或某类磁扰强度的分级指标。最常采用的时间段是一天、三小时和一小时,也有采用一个月或一年的,还有短到一分钟的。为了全球指数的统一性和可对比性,一律采用

世界时来划分时段。

一、地磁指数分类

这几十种地磁指数大多是在研究具体的地磁现象时“应运而生”的，带有偶然性和随机性，也有很大的人为性和经验性。它们不是根据某个统一思路，按照某种物理模式和标准规范设计出来的，因而缺乏系统性和有机的联系，甚至有一些今天看来不尽合理的地方。当我们总结归纳地磁指数时，就会发现历史留下的这些痕迹。这是因为在一种指数提出的时候，对于它所对应的物理机制往往并不清楚，甚至一无所知。只有在进行了一系列深入研究之后，才逐渐认识到该指数的物理意义。这时常常会发现，当初的设计（如指数等级的划分、名称的选定等）并不完善。此时可以有三种对策：① 完全抛弃原指数，重新设计新指数；② 对原来的指数作一些修正；③ 按照“约定俗成”的习惯，仍然使用原指数，但需认识其局限性，记住其适用范围，避免误用。对于一些已有长期资料积累，并被地磁界和其他学科广泛使用的指数，经常采用第三种方法。

我们可以从指数的物理意义、指数所描述现象的空间尺度和时间尺度等不同角度对地磁指数进行分类。从指数的物理意义来看，有的指数描述磁场的总体活动水平，有的专门描述某一特定类型的磁扰。从空间尺度来看，有的指数只反映单个地磁台的扰动情况，有的则反映全球的平均活动水平。从现象的时间尺度来看，有的指数表示 1 天的扰动水平，有的表示 3 小时时段内的活动水平，有的反映 2.5 分钟、1 分钟的扰动情况，还有反映 1 月甚至 1 年的指数。下面我们按物理意义来叙述两大类地磁指数。

1. 第一类地磁指数

这类指数描述地磁活动总体水平，而不考虑磁扰的具体类型。在中低纬度区，扰动强度通常用地磁场水平分量 H 的变化来确定。在 D 分量扰动比 H 大的时候也可以用 D 代替 H。属于这类指数的有以下几种：

(1) C 和 Ci 指数

C 指数是用来描述单个地磁台每天（有时也用于每小时）地磁扰动强度的指数，称为该台的“磁情记数”。C 指数分为 0，1，2 三级，0 表示地磁变化无显著扰动的平静情况，1 表示中等扰动，2 表示扰动幅度大而变化剧烈的情况。

不同地磁台同一天所确定的 C 可能不一样，为了描述每天全球总的地

磁扰动水平，国际地磁组织在全球选定了一批台站，用这些台站的记数 C 求平均，并取一位小数，得到的指数叫做“国际磁情记数”，记作 Ci。Ci 从 0.0 到 2.0 共分 21 级。

(2) K，Ks 和 Kp 指数

K 指数是描述单个地磁台 3 小时时段内地磁扰动强度的指数，称为“三小时磁情指数”。把一天按世界时分为 8 个连续的 3 小时时段，由每一时段的磁扰幅度 a 确定该时段相应的 K 值。3 小时时段磁扰幅度由 H 分量(有时也用偏角 D)变化减去 S_q 和 L 变化后的纯磁扰曲线的最高值和最低值来确定。K 从 0 到 9 共分 10 级，数字越大，表示磁扰越强。K 指数大小与 3 小时段磁扰幅度有近似对数的关系。由于地磁扰动强度随纬度升高而增加，所以为了使全球不同地磁台所确定的 K 值近似相等，不同纬度地磁台的 K-a 对应关系也不一样。表 6.1 列出不同纬度地磁台的 K 值与三小时扰动幅度最小值 a_{min} 的对应关系。表 6.2 是中国地磁台采用的 K-a_{min} 对应关系。

表 6.1　不同纬度地磁台 K 指数与三小时扰动幅度最小值 a_{min} 的对应关系

台　站	地理纬度	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Honolulu	21.3°N	0	3	6	12	24	40	70	120	200	300
Tucson	32.3°N	0	4	8	16	30	50	85	140	230	350
Niemegk	52.1°N	0	5	10	20	40	70	120	200	330	500
Sitka	57.1°N	0	10	20	40	80	140	240	400	660	1 000
Godhavn	69.2°N	0	15	30	60	120	210	360	600	1 000	1 500

表 6.2　中国地磁台 K 指数与 a_{min} 的对应关系

K	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
a_{min}(nT)	0	3	6	12	24	40	70	120	200	300

各个地磁台的 K 指数有明显的日变化，这种日变化还受季节和纬度的影响。为了得到描述全球地磁活动的指标，从全球地磁台网选择 12 个台站(图 6.44)，先求出每个台站的标准化 K 指数——Ks，然后用这些 Ks 指数的平均值确定一种描述全球地磁活动性的新指数，叫做“行星性(或国际)三小时磁情指数”，记作 Kp，每日 8 个。(注意，Kp 中的 p 是小写字母，而不是下标)。Kp 指数分为 28 级：$0_0, 0_+, 1_-, 1_0, 1_+, \cdots, 9_-, 9_0$。$Kp$ 指数是

使用最广泛的一种地磁指数，除了数值表之外，还用"乐谱图"的形式给出地磁活动强度及 27 日重现性的直观图像(图 6.45)。

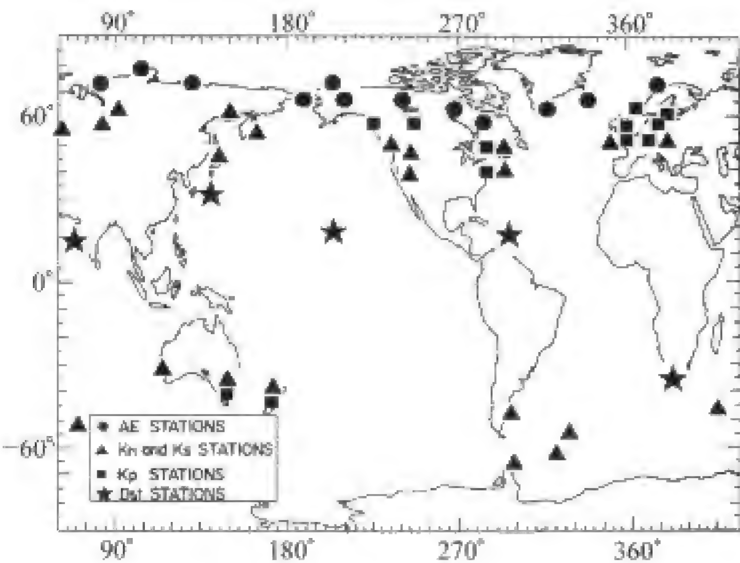


图 6.44　地磁活动指数 *AE*、*Dst*、*Kp* 的台站分布图

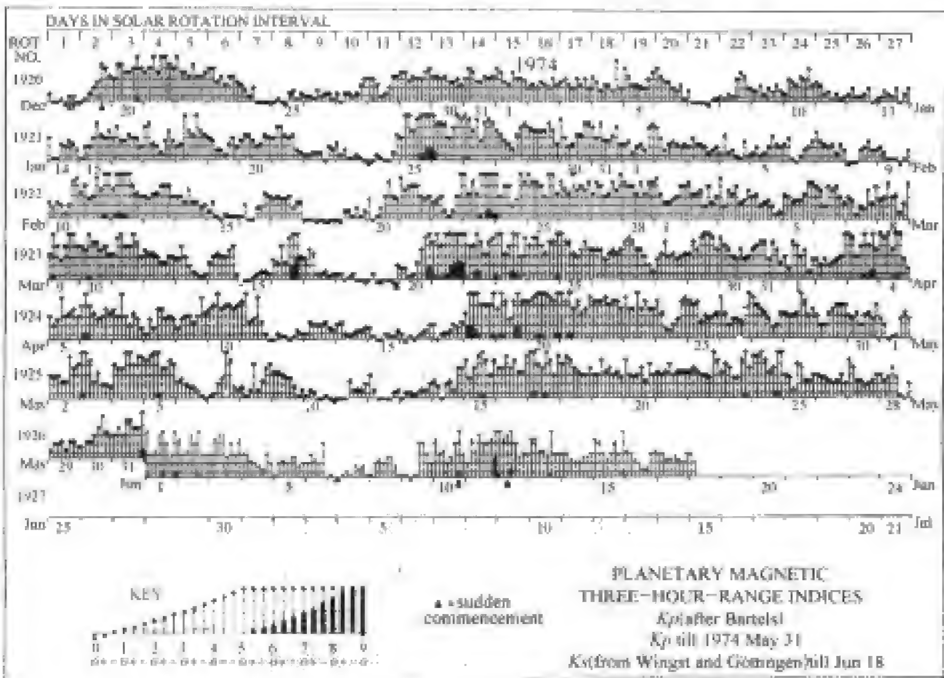


图 6.45　*Kp* 指数的"乐谱图"

按照太阳 27 日自转周排列，黑色三角表示磁暴。

(3) *ak* 和 *ap* 指数

K 和 *Kp* 指数与磁扰幅度的非线性关系使得它们的运算很不方便，例

如用每天 8 个 K 指数的和表示全天活动水平时就不太合理。为此，有必要把它们转换为线性幅度，这样得到的指数分别叫做“等效的三小时幅度”ak 和“等效的行星性三小时幅度”ap，它们均以 2 nT 为单位。ak 与 K，ap 与 Kp 的对应关系如表 6.3 和表 6.4 所示。

表 6.3 ak 指数与 K 指数的对应关系

K	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
ak(2 nT)	0	3	7	15	27	48	80	140	240	400

表 6.4 ap 指数与 Kp 指数的对应关系

Kp	0_0	0_+	1_-	1_0	1_+	2_-	2_0	2_+	3_-	3_0	3_+	4_-	4_0	4_+
ap	0	2	3	4	5	6	7	9	12	15	18	22	27	32
Kp	5_-	5_0	5_+	6_-	6_0	6_+	7_-	7_0	7_+	8_-	8_0	8_+	9_-	9_0
ap	39	48	56	67	80	94	111	132	154	179	207	236	300	400

（4）Ak 和 Ap 指数

一天 8 个 ak 和 ap 指数的平均值可以作为全天地磁活动水平的量度，这样得到的指数分别叫做“单台等效日幅度”Ak 和“行星性等效日幅度”Ap。

（5）Cp 和 $C9$ 指数

Cp 是一种描述全球全日地磁扰动的分级指数，叫“全日行星性磁情记数”，是将每日 8 个 ap 指数求和，然后按表 6.5 的对应关系将 $\sum ap$ 从 0.0 到 2.5 分为 26 级。Cp，Ci 和 Ap 本质上是一样的，它们的对应关系见表 6.6。

表 6.5 Cp 与 $\sum ap$ 的对应关系

Cp	0.0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8
$\sum ap$	22	34	44	55	66	78	90	104	120
Cp	0.9	1.0	1.1	1.2	1.3	1.4	1.5	1.6	1.7
$\sum ap$	139	164	190	228	273	320	379	453	561
Cp	1.8	1.9	2.0	2.1	2.2	2.3	2.4	2.5	
$\sum ap$	729	1 119	1 399	1 699	1 999	2 399	3 199	>4 200	

表中的 $\sum ap$ 是与 Cp 对应的上限值，而 $Cp = 2.5$ 则列出下限值。

表 6.6 Cp、Ci 和 Ap 的对应关系

Ci(Cp)	0.0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0
Ap	2	4	5	6	8	9	11	12	14	16	19

Ci(Cp)	1.1	1.2	1.3	1.4	1.5	1.6	1.7	1.8	1.9	2.0	(2.0～2.5)
Ap	22	26	31	37	44	52	63	80	110	160	

为了图示醒目起见，把 Ci 的 21 级归并为 0 到 9 十级，得到的指数叫 C9指数，二者的转换关系见表 6.7。经常把 C9 指数按巴特尔士周(27 日一周)排列，在这种图示中，大的数值用大号黑体数字排印，小的数值用小号细体数字排印，以便达到一目了然的效果(图 6.46)。在这种图中，经常同时列出 3 天平均的太阳黑子数 R9。

表 6.7 Ci 与 C9 指数的转换关系

C9	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Ci	0.0～0.1	0.2～0.3	0.4～0.5	0.6～0.7	0.8～0.9	1.0～1.1	1.2～1.4	1.5～1.8	1.9	2.0

(6) U 和 Ui 指数

它们是描述一个月或一年地磁扰动强度的指数，主要反映磁暴的暴时变化对地磁场的影响。U 指数按下式计算：

$$U = \frac{0.1\,\overline{\Delta H}}{\cos(D - D_0)\cos\Phi} \qquad (6.58)$$

式中 Φ 是台站的地磁纬度，D 是磁偏角，D_0 是地磁子午线与地理子午线的夹角，$\overline{\Delta H}$ 是水平分量日均值的逐日差在一个月或一年内的平均值。除以 $\cos\Phi$ 是为了把不同纬度上的变化归算到赤道值；除以 $\cos(D - D_0)$ 是为了把$\overline{\Delta H}$归算到地磁经线方向。

Ui 指数是对 U 指数的一种改进，二者的转换关系如表 6.8 所示。

表 6.8 Ui 与 U 指数的转换关系

U	0.3	0.5	0.7	0.9	1.2	1.5	1.8	2.1	2.7	>3.6
Ui	0	20	40	57	79	96	108	118	132	140

Symbol				3	4	5	6	7	8	█
$\bar{R}$ =	0	1-15	16-30	31-45	46-60	61-80	81-100	101-130	131-170	171
R9, C9 =	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Cp =	0.0-0.1	0.2-0.3	0.4-0.5	0.6-0.7	0.8-0.9	1.0-1.1	1.2-1.4	1.5-1.8	1.9	2.0-2.5

图 6.46 C9 指数按巴特尔斯周排列的图示

(7) Km, Kn, Ks 和 am, an, as 指数

在全球地磁台网逐渐形成以后，就可以更加合理地选择台站，于是产生了类似于 Kp 指数的另一个全球性地磁活动指数 Km，也产生了分别描述北半球和南半球地磁活动性的 Kn 和 Ks 指数。与这三个指数相对应的幅度指数是 am, an 和 as 指数，其转换关系同表 6.4，但 ap 以 2 nT 为单位，而 am, an, as 的单位是 1 nT。

(8) aa 指数

利用格林威治和墨尔本两个老地磁台的 K 指数，经过仔细校正，得到一种类似于 am 的三小时地磁指数——aa 指数，这两个台近似位于磁共轭点位置，又有很长的记录，所以 aa 指数可以用来研究地磁活动的长期规律。

2. 第二类地磁指数

这类指数是为描述特定类型磁扰而设计的指数，主要有以下几种：

(1) Dst 指数

磁暴期间，暴时变化扰动场主要是由赤道环电流引起的，此外，磁层顶电流、磁尾电流等电流体系也有一定贡献。为了描述磁场的轴对称部分，提出了"磁暴环电流指数"Dst，小写字母 st(不是下标)表示"暴时"之意。在离开赤道电集流带的地磁低纬度，按大致均匀的经度间隔选取 4 个地磁台，它们是太平洋中部的 Honolulu (地磁纬度和经度分别是 21.0N,266.4)、中美洲的 San Juan(29.9N,3.2)、南非的 Hermanus(33.3S,80.3)、东亚的 Kakioka(26.0N,206.0)。后来又增选了印度的 Alibag 台(9.2 N,144.6)，使台站经度分布更加均匀。首先从每个台站的水平强度变化中消除长期变化和静日变化 S_q 后得到每个台站的磁场扰动值 ΔH_i，然后求出 4 个台站的平均扰动 $\Delta H = (\sum \Delta H_i)/4$ 和平均纬度余弦 $c = (\sum \cos\phi_i)/4$，最后，用公式 $Dst = \Delta H / c$，将地磁扰动归算成赤道值，就得到 Dst 指数(单位 nT)。

(2) SYM 和 ASY 指数

为了更仔细地描述赤道环电流的对称部分和非对称部分，将小时指数 Dst 细化到分钟值指数 SYM，并增加了非对称指数 ASY。指数计算包括 4 个步骤：第一步选择 6 个中低纬地磁台，从 H 和 D 记录中消除主磁场和 S_q 变化，得到扰动变化；第二步转换到偶极坐标系；第三步由 6 个台的平均值经纬度改正后得到对称指数 SYM-H 和 SYM-D；第四步由扰动变化减去对称部分得到非对称变化，该变化的最大值减最小值即是非对称指数 ASY-H 和 ASY-D。

(3) Est 和 Ist 指数

将环电流产生的地磁扰动进一步分为外源部分和内源部分，由此得到外源指数 Est 和内源感应场指数 Ist(Maus and Weidelt, 2004)。在分离内外源场时，使用了一个简化的一维地球电导率模型。

(4) AU, AL, AE 和 AO 指数

这是为了描述极区地磁亚暴和极光带电集流而设计的一套指数。沿极光带选择经度间隔大致均匀的 12 个地磁台(参见图 6.44)，先从这些台站的水平分量变化中消去平静变化，然后按世界时把这些变化曲线重叠地画在一起。曲线族的上、下包络线就是 AU 和 AL，上下包络线之差是 AE，上下包络线的平均值是 AO(参见图 6.32)。这些指数有 2.5 分钟值和时均值。值得注意的是，由于极光指数台站位于 60.67°～70.78°地磁纬度带内，所以当最大磁场扰动超出这一纬度带时，极光指数不能很好反映最大变化。其次，所有极光台站都在北半球，所以不能反映南极光带的活动情况。

(5) P, B, $p1 \sim p12$, Pz 指数

这些指数是为描述脉动而设计的。P 指数是一种全日指数，描述 H 和 D 两个分量各 4 个波段($Pc2$, $Pc3$, $Pc4$, $Pc5$)脉动活动情况，所以，P 每天有 8 个值。B 指数是一种 5 级指数，由 $Pc2$ 到 $Pc4$ 脉动确定。$p1 \sim p12$ 指数是描述 0～600 s 周期范围内 12 个频段的脉动活动指数。Pz 指数是按照 $Pz(T) = nA/N$ 计算出的脉动指数，式中，T 是周期，n 是每小时脉动数，A 是平均峰-峰振幅，$N = 3\,600/T$。

除了以上所述的地磁指数外，还有其他许多类型的指数，如描述赤道电集流的 EJ 和 CEJ 指数、描述行星际磁场极性的 A/T 指数、描述高纬度区地磁活动的 Q 和 R 指数，描述极盖区地磁活动的 PC 指数等，上面仅列出了其中常用的几种。除此之外，还有一些指数和参数常常出现于地磁文献之中，它们是：

(1) 卡林顿周和巴特尔斯周。这是描述太阳自转周的参数，卡林顿周为 27.275 3 天，从 1853 年 11 月 9 日起算，连续计数。巴特尔斯周取其整数 27 天，从 1832 年 2 月 8 日起算。

(2) 渥太华 10.7 cm 太阳射电流量 $F_{10.7}$。描述全日面 2 800 MHz 辐射强度，是一个很好的太阳活动指标。

(3) 国际太阳黑子数 R_z 和 R_i。苏黎世相对太阳黑子数定义为 $R = K(10g + S)$，式中 g 是黑子群数，S 是孤立黑子数，K 是一个调整系数，取决于观测者，为的是将不同观测结果归于一致。国际太阳黑子数 $R_i = R_n + R_s$，式中 R_n 和 R_s 分别是北半球和南半球黑子数。

二、国际磁静日和磁扰日

为了组织全球联合观测和联合观究，国际地磁指数服务机构按照 Kp 指数的大小，每月挑选出当月最平静的5天和最扰动的5天，分别叫做“国际磁静日”(international geomagnetic quiet day)和“国际磁扰日”(international geomagnetic disturbed day)。这种划分使不同问题的研究者在选用资料时有一个可以依循的统一标准。磁静日资料可用来研究 S_q、L 等平静变化，活动程度不同的磁扰日资料可以用来研究各类扰动的强度特点。

参 考 文 献

Achache J, Yves C, Unal G. The French program of Circumterrestrial Magnetic Surveys using stratospheric balloons[J]. EOS Trans. AGU, 1991, 72: 97-101.

Bartels J. Twenty-seven day recurrences in terrestrial magnetic and solar activity, 1923-33 [J]. Terr. Magn. Atmos. Elec., 1934, 39: 201.

Bartels J, Heck N H, Johnston H F. The three-hour-range index measuring geomagnetic activity[J]. J. Geophys. Res., 1939, 44: 411.

Bartels J. The technique of scaling indices K and Q of geomagnetic activity[J]. Ann. Intern. Geophys. Year, 1957, 4: 215-226.

Bartels J. The geomagnetic measures for the time-variations of solar corpuscular radiation, described for use in correlation studies in other geophysical fields[J]. Ann. Intern. Geophys. Year, 1957, 4: 227-236.

Campbell W H. The regular geomagnetic-field variations during quiet solar conditions [M]//Jacobs J A. Geomagnetism, Vol. 3, London: Academic Press, 1989. 385-460.

Campbell W H. Introduction to Geomagnetic Fields[M]. New York: Cambridge University Press, 1997.

Chapman S, Bartels J. Geomagnetism[M]. Oxford: Clarendon Press, 1940.

Chen Geng-xiong, Xu wen-yao, Shi En-qi. By-dependent ionospheric electric field and current in the high latitudes during IMF $B_z > 0$[J]. Chinese J. Radio Sci., 1995. 570-573.

Clauer C R, McPherron R L. The relative importance of the interplanetary electric field and magnetospheric substorms on the partial ring current development[J]. J. Geophys. Res., 1980, 85: 6747-6759.

Clauer C R, McPherron R L, Searls C. Solar wind control of the low-latitude asymmetric magnetic disturbance field[J]. J. Geophys. Res., 1983, 88: 2123-2130.

Covington A E. Solar Radio Emission at 10.7cm[J]. J. Royal Astron. Soc. Canada, 1969, 63: 125.

Crooker N C, Siscoe G L. A study of the geomagnetic disturbance field asymmetry[J]. Radio Sci., 1971, 6: 495-501.

Crooker N C. High-time resolution of the low-latitude asymmetric disturbance in the geomagnetic field[J]. J. Geophys. Res., 1972, 77: 773-775.

Iyemori T. Storm-time magnetospheric currents inferred from mid-latitude geomagnetic field variations[J]. J. Geomag. Geoelectr., 1990, 42: 1249-1265.

Iyemori T, Rao D R K. Decay of the *D*st field of geomagnetic disturbance after substorm onset and its implication to storm-substorm relation[J]. Ann. Geophys., 1996, 14: 608-618.

Jackson J D. Classical Electrodynamics[M]. New York, London, Sydney, Toronto: John Wiley & Sons, Inc., 1975.

Kamide Y, Chian A. Handbook of the solar-terrestrial environment [M]. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 2007.

Kan J R, Lee L C. Energy coupling function and Solar wind-magnetosphere dynamo[J]. Geophys. Res. Lett., 1979, 6: 577-580.

Kawasaki K, Akasofu S-I. Low-latitude DS component of geomagnetic storm field[J]. J. Geophys. Res., 1971, 76: 2396-2405.

Matsushita S, Campbell W H. Physics of Geomagnetic Phenomena [M]. New York: Academic Press, 1967.

Matsushita S, Xu Wen-yao. IMF sector behavior estimated from geomagnetic data at South Pole[J]. J. Geophys. Res., 1981a, 86(A5): 3628-3634.

Matsushita S, Xu Wen-yao. IMF sector effects on the polar geomagnetic field in winter [J]. J. Geophys. Res., 1981b, 86(A9): 7733-7743.

Matsushita S, Xu Wen-yao. Equivalent ionospheric current systems representing IMF sector effects on the polar geomagnetic field[J]. Planet. Space Sci., 1982a, 30(7): 641-656.

Matsushita S, Xu Wen-yao. S_q and L currents in the ionosphere[J]. Ann. Geophys., 1982b, 38(3): 295-305.

Matsushita S, Xu Wen-yao. Equivalent ionospheric current systems representing solar daily variations of the polar geomagnetic field[J]. J. Geophys. Res., 1982c, 87(A10): 8241-8254.

Matsushita S, Xu Wen-yao. Equivalent ionospheric current systems representing lunar daily variations of the polar geomagnetic field[J]. J. Geophys. Res., 1983, 88(A9): 7143-7154.

Matsushita S, Xu Wen-yao. Seasonal variations of L equivalent current systems[J]. J. Geophys. Res., 1984, 89(A1): 285-294.

Maus S, Weidelt, P. Separating the magnetospheric disturbance magnetic field into external and transient internal contributions using a 1D conductivity model of the Earth[J]. Geophys. Res. Lett., 2004,31(12): L12614.

Mayaud P N. Indices *Kn*, *Ks*, *Km* (1964-1967)[M] CNRS. Paris, 1968.

Mayaud P N. A hundred year series of geomagnetic data 1868 to 1967, indices aa, storm sudden commencements[G]//IAGA Bulletin 33, Paris: IUGG Publications Office, 1973. 252.

Mayaud P N. Derivation, meaning, and use of Geomagnetic Indices: Geophys. Monogr. Ser., Vol. 22[G]. AGU, Washington, D. C., 1980.

Menvielle M, Berthelier A. The K-derived planetary indices: description and availability [J]. Rev. Geophys., 1991,29, 415-432.

Parkinson W D. Introduction to Geomagnetism[M]. Edinburgh and London: Scottish Academic Press, 1983.

Rangarajan G K. Indices of magnetic activity[M]//Jacobs J A. Geomagnetism, San Diego: Academic Press, 1989.

Sugiura M, Davis T N. Auroral electrojet activity index *AE* and its universal time variations[J]. J. Geophys. Res., 1966, 71: 785-801.

Sun W, Xu Wen-yao, Akasofu S-I. Mathematical separation of directly driven and unloading components in the ionospheric equivalent currents during substorms[J]. J. Geophys. Res., 1998,103(6): 11695-11700.

Sun W, Xu Wen-yao, Akasofu S-I. Separation of directly-driven and unloading components in the ionospheric equivalent currents during substorms by the method of natural orthogonal components[G]//American Geophysical Union. Geospace Mass and Energy Flow: Results from the International Solar-Terrestrial Physics Program, Geophysical Monograph 104, 1998,227-235.

Sun W, Akasofu S-I, Xu Wen-yao. Separation of the directly driven and the unloading components in the ionospheric electrodynamic parameters during substorm[M]// Kokubun S, Kamide Y. Substorms-4, Terra Scientific Publishing Company, 1998.691-694.

Sun W, Xu W-Y, Akasofu S-I. An improved method to deduce the unloading component for magnetospheric substorms[J]. J. Geophys. Res., 2000,105(A6): 13131-13140.

Torta, J M, Curto J J, Bencze P. Behavior of the quiet day ionospheric current system in the European region[J]. J. Geophys. Res., 1997,102: 2483-2494.

Troshichev O A, Ddmitrieva N P, Kuznetsov B M. Polar cap magnetic activity as a signature of substorm development[J]. Planet. Space Sci., 1979, 27: 217.

Troshichev O A, Andrezen V G. The relationship between interplanetary quantities and magnetic activity in the southern polar cap[J]. Planet. Space Sci., 1985,33: 415-419.

Troshichev O A, Andrezen V G, Vennerstrøm S, Friis-Christensen E. Magnetic activity in

the Polar Cap - a new index[J]. Planet. Space Sci., 1988,36: 1095-1102.

Troshichev O A, Andrezen V G, Vennerstrøm S, Friis-Christensen E. Polqr cap (PC) geomagnetic activity index for 1975 - 1982 [M]. World Data Center B, Soviet Geophysical Committee, Academy of Sciences of the USS, Moscow, 1991. 142.

Tschu K K. On the practical determination of lunar and luni-solar daily variation in certain geophysical data[J]. Australian J. Sci. Res., 1949, A2: 1-24.

Tschu K K. On the evolution of methods of determining L[J]. Pure Appl. Geoph., 1989, 131(3), 527-531.

Vennerstrøm S, Friis-Christensen E, Troshichev O A, Andrezen V G. Comparison between the polar cap index, *PC*, and the auroral electrojet indices *AE*, *AL*, and *AU* [J]. J. Geophys. Res., 1991, 96: 101-113.

Xu Wen-Yao, Tschu Kang-Kun, Matsushita S. Dynamo currents representing geomagnetic L variation demonstrated by a multi-layer ionospheric model[J]. Planet Space Sci., 1984, 32(5): 629-633.

Xu Wen-Yao. Polar region S_q. Pure Appl. Geoph[J]., 1989, 131(3): 371-393.

Xu Wen-Yao. On S_q and L current systems in the ionosphere[J]. Pure Appl. Geoph., 1989, 131(3): 515-525.

Xu Wen-Yao, Lin Yun-Fang, Zen Xiao-ping. Magnetic disturbances and equivalent ionospheric currents during the great magnetic storm of March 13 - 14, 1989 [G]//22 MAX Global Character Research of Solar-Terrestrial System, Kunming: Yunnan Observatory, 1990, 3 (Special Issue): 137-141.

Xu Wen-Yao. Effects of the magnetospheric currents on the S_q field and a new magnetic index characterizing S_q dynamo current intensity[J]. J. Geomag. Geoelectr., 1992, 44 (3): 449-458.

Chen Hong-Fei, Chen Geng-Xiong, Peng Feng-Lin, Xu Wen-Yao. Analysis of S_q^p current system by using corrected geomagnetic coordinates[J]. Chinese J. Polar Sci., 2000, 11 (1): 59-66.

Xu Wen-Yao and Y. Kamide. Decomposition of daily geomagnetic variation by using method of natural orthogonal component [J]. J. Geophys. Res., 2004, 109 (A5): A05218.

陈耿雄，徐文耀，师恩琦．极隙区场电离层电流[M]//地磁、大气、空间研究及应用．北京：地震出版社，1996，482-486.

陈耿雄，杜爱民，徐文耀，陈鸿飞，洪明华，彭丰林，师恩琦．2000 年 7 月 15—16 日磁暴期间高纬地磁场的响应[J]．中国科学(A)，2001，31(增刊)：112-119.

陈鸿飞，陈耿雄，彭丰林，徐文耀．在改正地磁坐标下比较平静期间极区电集流[J]．中国科学(A)，2000，30(增刊)：88-91.

陈鸿飞，徐文耀．1998 年 5 月磁暴磁层电流体系的地磁效应分析[J]．地球物理学报，2001，44(4)：490-499.

杜爱民，陈耿雄，徐文耀，洪明华，陈鸿飞，彭丰林. 地磁脉动 Pc5 在 2000 年 7 月 15～16 日磁暴期间的特征[J]. 地球物理学报，2003，46(3)：322-327.

胡友秋. 电磁学[M]. 北京：高等教育出版社，1994.

祁贵仲. 局部地区地磁日变分析方法及中国地区 S_q 场的经度效应[J]. 地球物理学报，1975，18(2)：104-117.

师恩琦，徐文耀. 用中低纬度变化磁场监测磁层环电源强度[J]. 地球物理学报，1988，31(2)：128-135.

吴迎燕，徐文耀，陈耿雄，陈博，刘晓灿. 暴期间几种主要磁扰成分的演化特征[J]. 地球物理学报，2007，50(1)：1-9.

徐文耀，朱岗昆，松下祯见. 分层电离层模型中的 L 电流体系[J]. 地球物理学报，1983，26(6)：503-514.

徐文耀. 磁扰日的 L 电流体系[J]. 地球物理学报，1984，27(4)：322-337.

徐文耀. 中低纬度电离层对太阳风状态的响应[J]. 地球物理学报，1985，28(6)：549-557.

徐文耀. 用中低纬度地磁资料确定 S_q 电流体系的焦点[J]. 空间科学学报，1987，7(2)：117-127.

徐文耀. 中低纬度电离层大尺度电流体系空间结构的稳定性[J]. 地球物理学报，1990，33(5)：497-504.

徐文耀，张满莲，林云芳，曾小苹. 中低纬度区变化地磁场的结构分析[J]. 地球物理学报，1990，33(1)：12-21.

徐文耀. 内磁层电流体系的地磁效应[J]. 地球物理学报，1992，35(1)：1-8.

徐文耀. S_q 发电机电流的逐日变化和 S_q 指数[J]. 地球物理学报，1992，35(6)：676-684.

徐文耀，李卫东. 地磁场 S_q 的经度效应和 UT 变化[J]. 地球物理学报，1994，37(2)：157-166.

徐文耀. 南极区和北极区高空电流体系的比较研究[J]. 南极研究，1994，6(1)：8-16.

徐文耀，李卫东. 东亚大陆磁异常区地磁太阳日变化的异常特征[J]. 空间科学学报. 1994，14(2)：134-143.

徐文耀，李卫东. S_q 外源和内源电流体系的经度效应和 UT 变化[J]. 地球物理学报，1994，37(4)：440-447.

徐文耀. 近地空间电流体系和电磁环境的地面台链诊断与研究[M]//地磁、大气、空间研究及应用. 北京：地震出版社，1996，1-15.

徐文耀，陈耿雄. 极光电集流指数的定量研究[J]. 中国科学(D)，2004，34(4)：291-297.

杨诺夫斯基. 地磁学[M]. 刘洪学，周瑰秀译. 北京：地质出版社，1982.

第七章　地球变化磁场的空间电流起源

产生地球变化磁场的空间电流主要分布在电离层和磁层之中。电离层是大气层的一个特殊层位，它与下面的中性大气和上面的磁层互相耦合，通过各种动力学过程和电动力学过程，完成复杂的能量、动量和物质交换。所以，要想认识电离层和磁层，首先应该了解大气的基本性质。

第一节　地球大气的基本性质

在地球引力作用下，聚集在地球周围的气体形成大气层。地球大气受太阳辐射、日月引力等外力作用，处于不停的运动变化之中。大气的密度、温度、压力、成分和电离度等参数随高度而变，表现为特定的高度剖面。这些参数也随经纬度、季节、太阳活动性和地方时而变化，形成复杂的全球分布。产生地磁变化场的许多重要电流体系就是在这样的大气环境中产生和演化的(Hargreaves，1979)。

描述大气粒子特征和流体特征的物理量有许多种，大体可以归为三类：粒子特征参数、气体动力学参数和宏观观测量。

粒子参数是大气最基本、最重要的参数，由它可以计算其他所有参数。表 7.1 列出地球大气主要成分的粒子参数。

表 7.1　地球大气主要成分的粒子参数(Prolss,2004)

参　　数	符号	气体类型						单位
		H	He	O	N_2	O_2	Ar	
粒子半径	r	$(1\sim3)\times10^{-10}$						m
质量数	M	1	4	16	28	32	40	
粒子质量	m	$m=m_uM$($m_u=1.66\times10^{-27}$ kg 是原子质量单位)						kg
自由度	f	3	3	3	5	5	3	

大气动力学参数可以由粒子参数计算出来。大气中的一些重要现象，如扩散、粘滞、热传导等，必须用气体动力学原理来解释，气体动力学还可为大气状态参数及其联系提供物理解释。在气体动力学处理中，气体特征由粒子参数(如表 7.1 所示)、动力学变量和外边界条件共同确定。表 7.2 列出地面和 300 km 高度的气体动力学参数。

表 7.2　地球大气的气体动力学参数

参　数	符　号	高度 0 km (300 K;N_2)	高度 300 km (T_∞ = 1 000 K;O)	单　位
粒子密度	n	2×10^{25}	2×10^{25}	$1/m^3$
随机速度	c	470	1 100	m/s
碰撞频率	ν	6×10^9	0.4	1/s
平均自由程	l	8×10^{-8}	3 000	m

注：在标准状态下(0℃,101 kPa)，大气总的粒子数密度 $n\approx2.69\times10^{25}$ m^{-3}(Loschmidt 数)。

大气宏观物理量是地面和空间观测所得到的大气宏观物理参数，如大气成分、质量密度、流动速度和温度等。为了对比理论结果和观测结果，必须建立粒子参数与这些宏观量之间的关系。表 7.3 列出地表附近和高层大气宏观状态参数的典型值。

我们可以用不同的方法和模型来描述大气状态以及发生在大气中的过程，其中，最简单的是“弹性球(或台球)”粒子模型。在这个模型中，大气粒子(分子和原子)被简化成一定半径和一定质量的弹性小球，粒子之间的作用是通过直接碰撞来实现的。粒子的内部结构仅用自由度数来表征，即单

原子有三个平动自由度，双原子分子在垂直于原子连线方向上还有2个转动自由度，如果两个原子在其连接线方向上发生震荡，则还有一个震荡自由度。自由度在定义温度和内能时是一个非常重要的参数。

表7.3 地球大气宏观状态参数

参数	符号	气体动力学意义	高度		单位
			0 km	300 km	
化学成分		n_i/n	78% N_2	78% O	
			21% O_2	21% N_2	
			1% Ar	1% O_2	
质量密度	ρ	$\sum_i m_i n_i$	1.3	2×10^{-11}	kg/m^3
流动速度	u	$\langle v\rangle$	0～50	0～1 000	m/s
温度	T	$\left(\frac{2}{3}k\right)m\overline{c^2}/2$	200～320	600～2 500	K
压力	p	$nm\overline{c^2}/3$	10^5	10^{-5}	Pa

1. 大气的粒子数密度和质量密度(particle number density, mass density)

大气是由不同种类的粒子成分所组成的混合气体，每种成分包含许多单个粒子，每个粒子的速度均不相同。在时刻 t 和空间位置 $r(x,y,z)$，第 s 种粒子成分的数密度可以用该类粒子的分布函数在速度空间积分而求得

$$n_s(r,t)=\int f_s(r,v,t)\mathrm{d}v \tag{7.1}$$

式中，下标 s 表示粒子种类，$v(v_x,v_y,v_z)$ 表示粒子速度。通常我们在 r 和 v 构成的6维相空间中描述粒子分布函数，相空间体积元 $\mathrm{d}r\mathrm{d}v$ 的单位是 m^6/s^3。分布函数中包含着气体状态的基本信息，最常见的分布函数是麦克斯韦尔分布，有时也使用简化分布函数。气体的宏观特性，如密度、速度、温度等，可以用分布函数的各阶“速度矩”(velocity moments)来确定。公式(7.1)表示的数密度是分布函数的零阶矩。

大气中第 s 种成分的质量密度可由大气粒子数密度 n_s 和粒子质量 m_s 求出：

$$M_s(r,t)=\int m_s f_s(r,v,t)\mathrm{d}v \tag{7.2}$$

而大气的总密度是各种成分密度之和。

2. 大气粒子热速度和大气整体速度

运动是大气最基本的物理属性。单个粒子的速度、一种成分的速度、整体大气的速度是不同的概念。单个粒子运动的集体效应决定着大气的运动状态和动力学特性。所以我们先从单个粒子的运动谈起。

第 s 类粒子中单个粒子的全速度矢量 $\boldsymbol{v}_s$ 可以分解为两部分：

$$\boldsymbol{v}_s = \boldsymbol{u}_s + \boldsymbol{c}_s \tag{7.3}$$

式中，下标 s 表示大气粒子的种类，它可以是某种分子或原子，也可以是电子或离子。(7.3)右端第一项 $\boldsymbol{u}_s$ 表示该种粒子集体的平均速度(average speed)，有时也称之为风速(wind speed)或总体流速(bulk flow velocity)。式(7.3)右端第二项 $\boldsymbol{c}_s$ 表示该种粒子相对于平均速度的"随机速度"(random velocity)，因为随机速度与气体的温度和内能有关，所以又叫"热速度"(thermal speed)。

(1) 平均速度

在时刻 t 和空间位置 $r(x,y,z)$，第 s 种粒子的平均速度矢量由下式定义：

$$\boldsymbol{u}_s(r,t) = \langle \boldsymbol{v}_s \rangle_{r,t} = \lim_{\Delta V \to \mathrm{d}V} \left(\frac{1}{n\Delta V} \sum_{i=1}^{n\Delta V} \boldsymbol{v}_s^i \right)_{r,t} \tag{7.4}$$

为了用分布函数计算平均速度，我们需要引入粒子通量的概念。粒子通量表示单位时间内通过垂直于流动方向的单位参考面积的粒子净数量，单位为 $1/\mathrm{m}^2\mathrm{s}$。第 s 种粒子的通量可以用分布函数的 1 阶矩表示

$$\boldsymbol{\phi}_s(r,t) = \int \boldsymbol{v} f_s(r,v,t)\mathrm{d}v \tag{7.5}$$

因为粒子速度是矢量，所以，粒子通量 $\phi_s(r,t)$ 也是矢量。通量的概念还可以扩展到矢量，矢量的通量是张量。由通量(7.5)可以确定第 s 种粒子的平均速度

$$\boldsymbol{u}_s(r,t) = \frac{\int \boldsymbol{v} f_s(r,v,t)\mathrm{d}v}{\int f_s(r,v,t)\mathrm{d}v} \tag{7.6}$$

由于不同成分的粒子具有不同的质量，所以，它们对大气整体动量的贡献不仅决定于速度，而且还决定于质量。大气整体运动速度 $\boldsymbol{u}(r,t)$ 不应该

是各种成分速度的简单平均，而是一种“加权”平均：

$$u(r,t)=\frac{\sum_s n_s m_s u_s}{\sum_s n_s m_s} \tag{7.7}$$

式中，m_s 是第 s 种粒子的质量，$\sum_s n_s m_s$ 是大气总体质量密度。

(2) 随机速度

公式(7.3)右端的第二项 c_s 表示第 s 种粒子中单个粒子相对于其平均速度的“随机速度”或“热速度”。第 s 种粒子粒子的平均热速度定义为

$$\bar{c}_s=\langle |c_s| \rangle \tag{7.8}$$

由定义可知，热速度的矢量和为零

$$\langle c\rangle=\langle v-u\rangle=\langle v\rangle-u=0 \tag{7.9}$$

3. 大气温度、内能与热流

从物理上来讲，气体的热能(内能)就是粒子随机运动的动能。因此，它只取决于随机速度，而与平均流动速度无关。粒子随机速度的能量与粒子的运动形式有关，我们用“自由度”来表示粒子相互独立的运动类型数，单原子的随机运动只有3个平动自由度，自旋运动的能量可以忽略不计；而双原子分子的随机运动还包括2个与双原子连线垂直的转动自由度，有时还有1个震荡自由度(见表7.1)。温度定义为存储在每个自由度的平均热能 $\bar{U}_f$，

$$T=\frac{2}{k}\bar{U}_f \tag{7.10}$$

式中 k 是波尔兹曼常数($k=1.380\,662\times10^{-9}$ J/K)，气体温度 T 的单位采用开尔文温标(K)。

如果热能平均分配在所有自由度上(例如，在热力学平衡状态之下)，或者所有热能储存在粒子的3个平动自由度中(例如原子气体或电子)，则温度与平均随机运动动能有如下关系：

$$T=\left(\frac{2}{3k}\right)\left(\frac{1}{2}m\overline{c^2}\right)=\left(\frac{\pi m}{8k}\right)\bar{c}^2 \tag{7.11}$$

式中 m 是粒子质量，注意 $\overline{c^2}$ 和 $\bar{c}^2$ 的区别。

如果热能不是平均分配在所有的自由度上，那么，对每一个自由度需按照(7.10)式定义一个特定的温度(例如，在太阳风的情况下即是如此)，

$$T_f=\frac{2}{k}U_f \tag{7.12}$$

不同粒子具有不同自由度，所以不同物质即使温度相同，其内能也可能不同。换句话说，同样的热量输入不同的物质，可能引起不同的温度增加，即不同物质具有不同的比热（热量增量与温度增量的比值）。

4. 大气粒子的碰撞

大气粒子之间的能量与动量交换作用是通过碰撞来实现的，所以，碰撞频率、碰撞截面、平均自由程等概念是描述大气状态和动力学过程的重要参数。在计算电离层电导率时，碰撞频率更是关键的参数。

假设一个半径为 r_1 的试验粒子以随机速度 c_1 在半径为 r_2、随机速度为 c_2 的背景粒子群中运动，那么，当二者距离等于 r_1+r_2 时即发生碰撞。上述碰撞模型在统计学上与如下模型等效：一个半径为 r_1+r_2 的试验粒子以平均相对速度 $\bar{c}_{1,2}=\langle|c_1-c_2|\rangle$ 在密度为 n_2 的静止质点群中穿行并碰撞，于是可以得到单位时间内试验粒子与质点群的平均碰撞次数（即碰撞频率）

$$\nu_{1,2}=\frac{\pi(r_1+r_2)^2\bar{c}_{1,2}\Delta t n_2}{\Delta t}=\sigma_{1,2}n_2\bar{c}_{1,2} \tag{7.13}$$

式中，$\sigma_{1,2}=\pi(r_1+r_2)^2$ 叫做碰撞截面。由上式可见，计算碰撞频率的关键是试验粒子与背景粒子的平均相对速度 $\bar{c}_{1,2}$。

为了便于计算，我们引入一个“简化速度分布模型”，其结果与实际速度分布函数的结果非常接近。简化模型假定，所有背景粒子均以它们的平均热速度 $\bar{c}_2=\langle|c_{2i}|\rangle$ 运动，运动方向平均分布在直角坐标系的六个主方向上，也就是说，沿 $\pm x$、$\pm y$ 和 $\pm z$ 6 个方向运动的粒子各占粒子总数的 1/6。假定试验粒子的速度 c_1 在 $+x$ 方向上，那么，它与 $+x$ 方向上运动的背景粒子的相对速度为 $|c_1-c_2|=|\overline{c_1}-\overline{c_2}|$，与 $-x$ 方向上运动的背景粒子的相对速度为 $|c_1-c_2|=|\overline{c_1}+\overline{c_2}|$。在 $\pm y$ 和 $\pm z$ 四个方向上运动的背景粒子与实验粒子的相对速度大小均为 $\sqrt{(\bar{c}_1)^2+(\bar{c}_2)^2}$，由此可得试验粒子对背景粒子的平均相对速度：

$$\begin{aligned}\bar{c}_{1,2}&=\langle|c_1-c_2|\rangle\\&\approx\frac{1}{6}|\bar{c}_1-\bar{c}_2|+\frac{1}{6}(\bar{c}_1+\bar{c}_2)\\&\quad+\frac{4}{6}\sqrt{(\bar{c}_1)^2+(\bar{c}_2)^2}\\&\approx\bar{c}_1\sqrt{1+\left(\frac{\bar{c}_2}{\bar{c}_1}\right)^2}\end{aligned} \tag{7.14}$$

公式(7.14)是一个试验粒子穿过背景粒子群的简化情况下导出的,但是它也完全适用于两种气体的情况,只要每种气体处于热力学平衡状态。

由式(7.11)可知,在热力学平衡状态下气体平均热速度为

$$\bar{c}=\sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \tag{7.15}$$

当两种气体共存时,其平均相对速度为

$$\bar{c}_{1,2}=\sqrt{\frac{8k}{\pi}\left(\frac{T_1}{m_1}+\frac{T_2}{m_2}\right)}=\sqrt{\frac{8kT_{1,2}}{\pi m_{1,2}}} \tag{7.16}$$

式中 $m_{1,2}=\dfrac{m_1 m_2}{m_1+m_2}$ 是"通化质量",$T_{1,2}=\dfrac{m_2 T_1+m_1 T_2}{m_1+m_2}$ 是"通化温度"。

将式(7.16)代入式(7.13),可得碰撞频率为

$$\nu_{1,2}=\sigma_{1,2}n_2\sqrt{\frac{8kT_{1,2}}{\pi m_{1,2}}} \tag{7.17}$$

由式(7.13)、(7.14)和(7.15)可以得到试验粒子与背景粒子群两次碰撞之间的平均自由程为

$$\begin{aligned} l_{1,2}=\frac{\bar{c}_1}{\nu_{1,2}}&=\frac{1}{\sigma_{1,2}n_2\sqrt{1+\left(\frac{\bar{c}_2}{\bar{c}_1}\right)^2}}\\ &=\frac{1}{\sigma_{1,2}n_2\sqrt{1+\frac{m_1 T_2}{m_2 T_1}}} \end{aligned} \tag{7.18}$$

对于同类粒子碰撞的特殊情况,我们有

$$\begin{cases} \sigma_{1,1}=4\pi r^2\\ \nu_{1,1}=4\sigma_{1,1}n\sqrt{\dfrac{kT}{\pi m}}\\ l_{1,1}=\dfrac{1}{\sigma_{1,1}n\sqrt{2}} \end{cases} \tag{7.19}$$

5. 大气的热压和动压

气体中的压力有两种,一种是动力学压力(dynamic pressure),简称动压,另一种是热力学压力(thermodynamic pressure),简称热压,有时也称作内压,或静压,或标量压力。

在普通力学中,压强被定义为作用在单位面积上的压力,所以,当我们

说到气体压强或压力时，通常总是联想到碰撞，正是碰撞把力从一个粒子传递到另一个粒子。用这样的概念，我们很容易理解流体冲击墙壁时所产生的动力学压力。但是当我们试图理解无碰撞等离子体中的压力时，需要借助于动量传输的概念。

从动量传输的角度来看，压力可以定义为单位时间内通过单位面积的平均净动量输运，即动量流。由于动量是矢量，所以动量流是一个二阶张量。

我们可以借助上面讨论粒子相对速度时引入的“简化速度分布模型”来理解动量通量和大气压力的物理本质。考虑垂直于 x 轴的一个单位面积参考面 A，在单位时间内，沿 $+x$ 方向穿过 A 的动量为

$$\phi_1^{I(c)} = \frac{1}{6}(\bar{c}nA\Delta t)\frac{\bar{c}m}{A\Delta t} = \frac{1}{6}nm\bar{c}^2 \tag{7.20}$$

同理，沿 $-x$ 方向穿过 A 面单位面积的动量为

$$\phi_2^{I(c)} = -\frac{1}{6}nm\bar{c}^2 \tag{7.21}$$

于是，通过面积 A 单位面积的净动量流为

$$\phi_{x,x}^{I(c)} = \phi_1^{I(c)} - \phi_2^{I(c)} = \frac{1}{3}nm\bar{c}^2 = \frac{1}{3}nm\,\overline{c^2} \tag{7.22}$$

注意，上式最后一个等式仅适用于“简化速度分布模型”。同样我们可以得到

$$\phi_{y,y}^{I(c)} = \phi_{z,z}^{I(c)} = \frac{1}{3}nm\,\overline{c^2} \tag{7.23}$$

从“简化速度分布模型”得到的各向同性热压的性质也同样存在于麦克斯韦速度分布的气体中，在这两种情况下，热压

$$\begin{aligned} p_t &= \phi_{x,x}^{I(c)} = \phi_{y,y}^{I(c)} = \phi_{z,z}^{I(c)} = \frac{1}{3}(\phi_{x,x}^{I(c)} + \phi_{y,y}^{I(c)} + \phi_{z,z}^{I(c)}) \\ &= \frac{1}{3}nm\,\overline{c^2} \end{aligned} \tag{7.24}$$

上述关于内压的定义与流体对墙壁压力的通常解释相一致。设想面积 A 是一面固体墙壁，入射粒子不是穿过 A 面，而是在 A 面发生镜反射，则每个粒子对墙壁的压力等于其动量变化 $2m\bar{c}$，Δt 时段内入射到 A 上的粒子数为 $n\bar{c}A\Delta t/6$，所以流体压力

$$p_{\text{wall}} = \frac{\Delta I/\Delta t}{A} = \frac{(n\bar{c}A\Delta t)(2m\bar{c})}{6A\Delta t} = \frac{1}{3}nm\,\overline{c^2} = p \tag{7.25}$$

在气体中，除了随机速度传输动量产生热压外，整体流动速度 u 也可以传输动量而产生动压。用同样的动量流概念，可以得到总体流动的动压

$$p_d = (mu)nu = mnu^2 = \phi_{x,x}^{I(u)} + \phi_{y,y}^{I(u)} + \phi_{z,z}^{I(u)} \tag{7.26}$$

在此情况下，动量流指向流动方向，所以不必对方向进行平均计算。

6．大气的分层

根据不同物理参数随高度的分布，地球大气可以分为不同的层区。图7.1(a)给出按照温度、混合、成分、流体状态以及电离度等参数的高度分布所得到的分层结果。图7.1(b)是0～300 km高度范围内大气的密度(ρ)、压力(P)、温度(T)和平均分子量(M)随高度的变化。

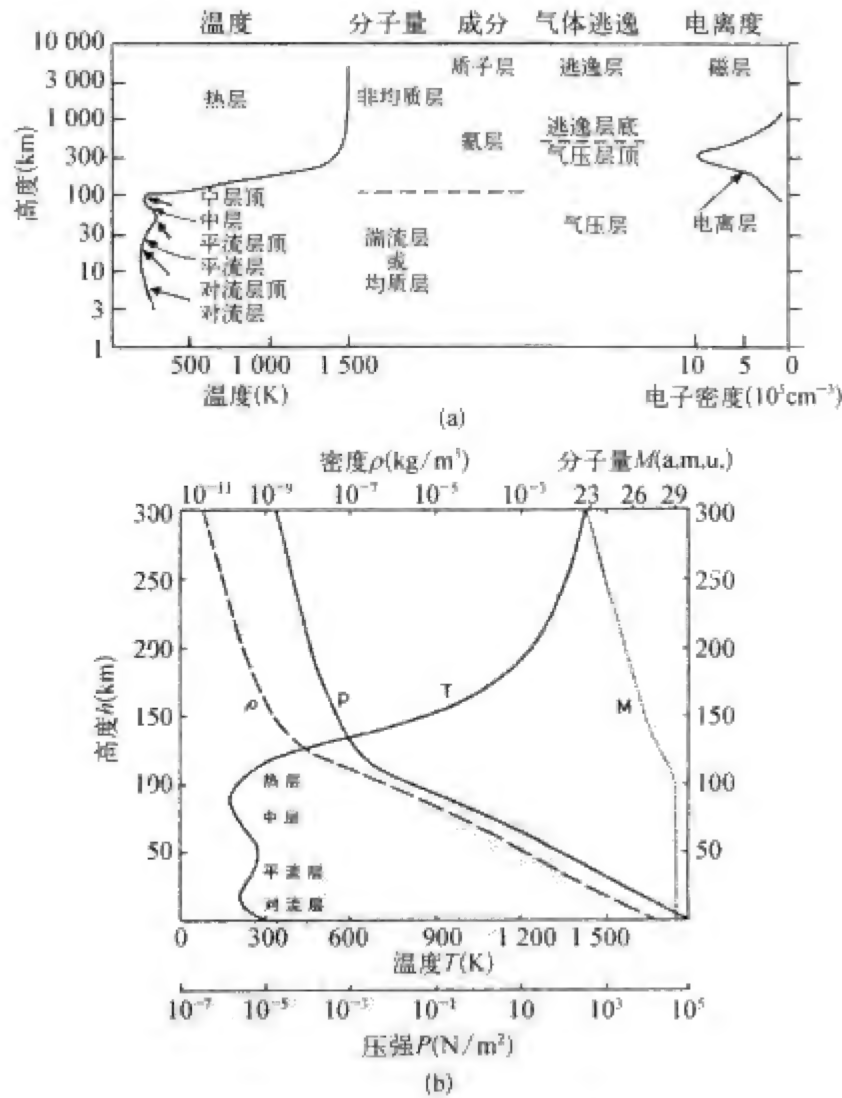


图7.1 地球大气的分层结构

(a)图中给出从地面到1 000 km高度范围内5种分层结果；(b)大气的密度、压力、温度和平均分子量随高度的变化。

我们先来看温度分层，大气温度随高度变化有三个极大和两个极小，呈W形。用这些温度极值作为不同层次的分界既简便，又明了，这样一来，每一层内的温度将单调变化。用这种方法，可将大气层分为对流层(troposphere，0～10 km)、平流层(stratosphere，10～50 km)、中间层(mesosphere，50～80 km)和热层(thermosphere，>80 km)。

(1) 对流层(又叫低层大气)

由于低层大气吸收地面的长波辐射以及对水汽反射的红外辐射的二次吸收，地面温度达到极大值，平均为288 K。从地面向上，由于辐射冷却，大气温度以大约10 K/km的速率递减，至10～12 km处达到最低温度，这一层叫做对流层，温度最低处叫做对流层顶，大部分天气过程发生在这一层。

(2) 平流层

在对流层顶以上，由于臭氧吸收波长大于242 nm太阳紫外辐射，大气温度随高度而递增，到50 km处温度达到最高，这一层叫做平流层，温度极大处就是平流层顶。

(3) 中间层

在平流层顶之上，辐射吸收不再重要，而辐射冷却，特别是CO_2的辐射冷却变得非常有效，温度再次随高度递减，这就是中间层，至80～85 km高度处的中间层顶，温度达到最低，约为180 K，有时甚至低于120 K，这是大气层最冷的地方。有时把平流层和中间层合称为中层大气。

(4) 热层(又叫高层大气)

中间层顶以上，由于波长小于242 nm太阳紫外辐射的吸收以及缺乏有效的热损失过程，温度再次随高度递增，这就是热层。在200 km以上，温度渐近于极限值约1 000 K，这叫做热层顶温度或逸散层温度。由此向上，温度基本不变，这是大气层最热的部分。

我们也可按照大气混合和组分情况，把整个大气层分为上下两层(图7.1(a))：100 km以下大气混合很充分，所以，虽然大气密度随高度而减小，但是它的组分和平均分子量不随高度改变，这一层叫湍流层，或均匀层、均质层(homosphere)；100 km以上的大气缺乏互相混合，因此不同组分随高度变化的速率不同，重的成分趋于分布在下部，轻的分布在上部，这一层叫非均匀层或非均质层(heterosphere)。两层的分界面叫湍流层顶。非均匀层下部以较重的氦为主，叫做氦层，上部以较轻的氢为主，叫做质子层。

我们还可以按照大气是否满足流体静力学方程，把大气层分为气压层

和逸散层两层。600 km 以下,大气分子碰撞频繁,在重力和压力作用下,满足流体静力学方程,大气保持在地球周围。600 km 以上,大气变得非常稀薄,大气分子碰撞频率很低,平均自由程很大,有的大气分子可以摆脱地球引力,向外层空间逃逸,此时,原来的流体静力学方程不再满足,这一层叫做逸散层。两层分界高度叫逸散层底或气压层顶。

逸散层的中性大气粒子(主要是氢)可以扩散到环电流内带,形成地冕。图 7.2(a)是地冕形成的原理,图 7.2(b)是 1972 年 4 月阿波罗 16 号飞船登月后从月球表面拍摄到的地冕远紫外照片,太阳在左边,地球北极在左上方,在黑夜的南半球还可以看到明亮的南极光卵。环电流带电粒子与地冕中性粒子之间的电荷交换是磁暴环电流衰减的重要机制之一。电荷交换后,原来的环电流带电粒子失去电荷,但保留动能,变成高能中性原子,可以被卫星上的中性原子成像仪接收到。用这种方法,可以得到环电流结构的整体图像。在美国 IMAGE 卫星以及我国双星 TC1 和 TC2 上装备有这种成像仪器。

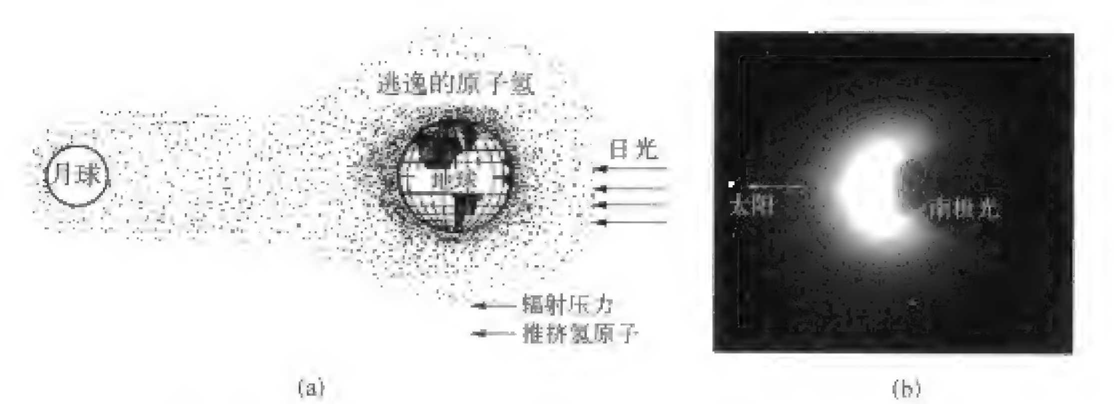


图 7.2 地冕

(a) 地冕形成原理图;(b) 1972 年 4 月阿波罗 16 号飞船登月后从月球表面拍摄到的地冕远紫外照片。在黑夜的南半球还可以看到明亮的南极光卵。

第二节 磁场中带电粒子的运动

磁场是由电流产生的,而电流是带电粒子差异运动的宏观表现。在地磁场存在的空间,磁场对电荷运动有着重要的影响。下面我们从单个带电粒子在磁场中的运动学和动力学行为出发,讨论宏观电流产生的物

理过程。

一、均匀磁场中带电粒子的回旋运动

在均匀磁场 $\boldsymbol{B}$ 中，一个质量为 m，速度为 $\boldsymbol{v}$ 的运动电荷 q 受到洛仑兹力的作用

$$\boldsymbol{F} = q\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B} \tag{7.27}$$

洛仑兹力垂直于速度 $\boldsymbol{v}$，所以它对粒子不作功；洛仑兹力垂直于磁场 $\boldsymbol{B}$，所以在磁场方向粒子的速度分量不变，也就是说，当粒子沿磁场方向运动时，情况与没有磁场时完全一样。因此，我们可以只讨论粒子垂直于磁场运动的情况。此时，粒子在大小不变且与速度垂直的洛仑兹力作用下作圆周运动，这种圆周运动叫做拉莫尔运动，或回旋运动(gyration)。带电粒子的回旋运动总是取这样的方向，使它所产生的磁场和外磁场相反，这就是说，粒子的回旋运动倾向于减小磁场，有一种抗磁效应。图 7.3 左图给出正电荷和负电荷在垂直向外的均匀磁场中的回旋运动，正电荷为左旋运动(左上图)，负电荷为右旋运动(左下图)。回旋运动圆周半径(拉莫尔半径，或回旋半径)、角频率和回旋周期分别为

$$r = mv_{\perp}/qB \tag{7.28}$$

$$\omega = qB/m \tag{7.29}$$

$$T = 2\pi m/qB \tag{7.30}$$

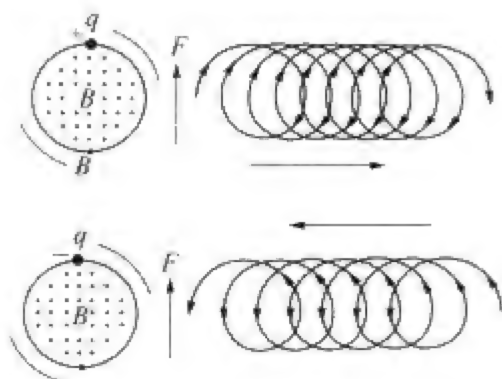


图 7.3 均匀磁场中正负带电粒子的回旋运动和漂移运动

左边二图表示正电荷(上)和负电荷(下)在均匀磁场中的拉莫尔回旋运动，右边二图是正电荷(上)和负电荷(下)在均匀磁场和均匀力场共同作用下的漂移运动。

带电粒子的回旋运动相当于一个圆电流，电流强度 $I = q/T = q^2B/2\pi m$，圆电流面积 $S = \pi r^2 = \pi(mv_{\perp}/qB)^2$，所以，圆电流的磁矩为

$$\mu = IS = \frac{mv_{\perp}^2}{2B} \tag{7.31}$$

即带电粒子回旋运动的磁矩等于粒子垂直动能与磁场之比。

二、均匀磁场和电场中带电粒子的漂移运动

图 7.3 右图所表示的是在均匀磁场中加一个与之垂直的均匀力场 $\boldsymbol{F}$ 的情况。设磁场沿 z 方向(垂直纸面向外),力场沿 x 方向(向上),y 轴向左,则带电粒子的运动方程为

$$m\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{v}}{\mathrm{d}t} = \boldsymbol{F} + q\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B} \tag{7.32}$$

它的分量方程为

$$\begin{cases} m\dfrac{\mathrm{d}v_x}{\mathrm{d}t} = F + qv_yB \\ m\dfrac{\mathrm{d}v_y}{\mathrm{d}t} = -qv_xB \\ m\dfrac{\mathrm{d}v_z}{\mathrm{d}t} = 0 \end{cases} \tag{7.33}$$

将(7.33)的第一式对时间 t 求导,并将(7.33)第二式和式(7.29)代入可得

$$\frac{\mathrm{d}^2v_x}{\mathrm{d}t^2} = \frac{qB}{m}\frac{\mathrm{d}v_y}{\mathrm{d}t} = -\left(\frac{qB}{m}\right)^2 v_x = -\omega^2 v_x \tag{7.34}$$

同理,(7.33)的第二式可以变成

$$\frac{\mathrm{d}^2v_y}{\mathrm{d}t^2} = -\frac{qB}{m}\frac{\mathrm{d}v_x}{\mathrm{d}t} = -\frac{qB}{m}\left(\frac{F}{m} + \frac{qB}{m}v_y\right) = -\omega^2\left(\frac{F}{qB} + v_y\right) \tag{7.35}$$

由于 F/qB 等于常数,(7.35)还可写成

$$\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}t^2}\left(\frac{F}{qB} + v_y\right) = -\omega^2\left(\frac{F}{qB} + v_y\right) \tag{7.36}$$

由此可得

$$\begin{cases} v_x = v_0\mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega t} \\ v_y = \pm\,\mathrm{i}v_0\mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega t} - \dfrac{F}{qB} \end{cases} \tag{7.37}$$

第二式中的±号分别对应于正负电荷情况,取解的实部即得图 7.3 的运动情况。式(7.37)表明,粒子的运动由两部分组成,第一部分(第一式和第二式的第一项)是角速度为 ω 的圆周运动,即拉莫尔运动,第二项(第二式的第二项)是沿 y 方向的匀速运动,这种既垂直于磁场方向,又垂直于力场方

向的运动叫做漂移运动,漂移速度为

$$\boldsymbol{v}_F = \frac{\boldsymbol{F} \times \boldsymbol{B}}{qB^2} \tag{7.38}$$

图 7.3 右图画出正电荷(上)和负电荷(下)在均匀磁场和垂直力场作用下的漂移运动轨迹,正负电荷不仅回旋方向相反,而且漂移方向也相反。

如果力场是由均匀电场 $\boldsymbol{E}$ 产生的,则 $\boldsymbol{F} = q\boldsymbol{E}$,代入式(7.38)即得带电粒子的电场漂移

$$\boldsymbol{v}_E = \frac{\boldsymbol{E} \times \boldsymbol{B}}{B^2} \tag{7.39}$$

在此情况下,漂移速度只与电场和磁场的大小和方向有关,而与电荷符号无关,正负电荷沿同一方向,以相同速度漂移。显然,这种漂移运动不会产生电流。

如果力场是重力场,则 $\boldsymbol{F} = m\boldsymbol{g}$,代入式(7.38)即得带电粒子的重力漂移

$$\boldsymbol{v}_g = \frac{m\boldsymbol{g} \times \boldsymbol{B}}{qB^2} \tag{7.40}$$

重力漂移与电荷的符号有关,因此会产生宏观电流。

三、非均匀磁场中带电粒子的漂移运动

如果磁场不均匀,则情况要复杂一些。磁场的非均匀性表现在磁场梯度和磁力线弯曲两个方面。磁场梯度的作用等效于一个沿负梯度方向的力,而弯曲磁力线使沿磁力线运动的带电粒子感受到一个离心力的作用。

1. $\nabla B \perp \boldsymbol{B}$ 的情况

我们考虑图 7.4 所示的简单情况,假定磁力线为沿 z 轴方向(向外)的直线,但磁力线密度沿 y 方向变化,即磁场梯度$\nabla B \perp \boldsymbol{B}$,并沿 $+y$ 方向。与磁场梯度作用等效的力可以写成

$$\boldsymbol{F} = -\frac{1}{2} m v_\perp^2 \frac{\nabla B}{B} = -\mu \nabla B \tag{7.41}$$

将上式代入式(7.38),即得带电粒子的磁场梯度漂移

$$\boldsymbol{v}_{\nabla B} = \frac{1}{2} m v_\perp^2 \frac{\boldsymbol{B} \times \nabla B}{qB^3} = \frac{1}{2} m v_\perp^2 \frac{\boldsymbol{B}}{qB^4} \times \nabla\left(\frac{B^2}{2}\right) \tag{7.42}$$

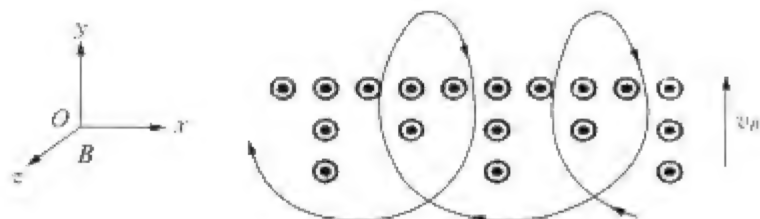


图 7.4 $\nabla B \perp \boldsymbol{B}$ 情况下带电粒子的漂移运动

可见，正负电荷有相反的漂移方向，所以，梯度漂移会产生宏观电流。

2. 磁力线弯曲且 $\nabla_{//}B = 0$ 的情况

如果带电粒子有平行于磁场的速度分量，而磁力线是直线，则粒子在磁力线方向的运动状态与没有磁场时完全一样。此时，均匀磁场中粒子的回旋运动变成螺旋运动。如果磁力线是曲线（例如地磁场磁力线），则粒子沿磁力线运动时会感受到离心力的作用，这个力垂直于磁力线，因而会使带电粒子产生横向漂移运动。令磁力线的曲率半径是 $\boldsymbol{R}_c$（由曲率中心指向磁力线），粒子平行和垂直于磁力线的速度分量分别为 $v_{//}$ 和 $v_{\perp}$，则离心力为

$$\boldsymbol{F} = \frac{m v_{//}^2 \boldsymbol{R}_c}{R_c^2} \tag{7.43}$$

将上式代入式(7.38)得到带电粒子的曲率漂移

$$\boldsymbol{v}_c = \frac{m v_{//}^2}{qB^2} \frac{\boldsymbol{R}_c \times \boldsymbol{B}}{R_c^2} \tag{7.44}$$

令沿磁力线的线元为 $\boldsymbol{e}_1 \mathrm{d}s$，曲率半径为 $\boldsymbol{R}_c = -\boldsymbol{e}_2 R_c$，并假设沿磁力线磁场强度不变，即 $\nabla_{//}B = 0$，则

$$\begin{aligned}\frac{\boldsymbol{R}_c}{R_c^2} &= -\frac{\partial \boldsymbol{e}_1}{\partial s} = -\frac{\partial}{\partial s}\left(\frac{\boldsymbol{B}}{B}\right) = -\frac{1}{B}\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial s} + \frac{\boldsymbol{B}}{B^2}\frac{\partial B}{\partial s} \\ &= -\frac{1}{B}\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial s} = -\frac{1}{B^2}(\boldsymbol{B} \cdot \nabla)\boldsymbol{B}\end{aligned} \tag{7.45}$$

把式(7.45)代入式(7.44)，得

$$\boldsymbol{v}_c = \frac{m v_{//}^2}{qB^4} \boldsymbol{B} \times (\boldsymbol{B} \cdot \nabla)\boldsymbol{B} \tag{7.46}$$

曲率漂移与电荷符号和粒子平行能量有关，因此会产生宏观电流。

由矢量关系 $(\nabla \times \boldsymbol{B}) \times \boldsymbol{B} = (\boldsymbol{B} \cdot \nabla)\boldsymbol{B} - \nabla(B^2/2)$ 可知，$(\boldsymbol{B} \cdot \nabla)\boldsymbol{B} =$

$\nabla(B^2/2)$，所以，式(7.46)还可写成

$$\boldsymbol{v}_c = \frac{m v_{/\!/}^2}{qB^4}\boldsymbol{B}\times\nabla\left(\frac{B^2}{2}\right) \tag{7.47}$$

把式(7.42)和式(7.47)结合在一起，可得非均匀磁场中带电粒子的梯度-曲率漂移为

$$\boldsymbol{v}_{\nabla B-c} = \frac{m}{qB^4}\left(v_{/\!/}^2 + \frac{v_\perp^2}{2}\right)\boldsymbol{B}\times\nabla\left(\frac{B^2}{2}\right) \tag{7.48}$$

梯度-曲率漂移是近地空间带电粒子最重要的漂移形式之一，也是赤道环电流形成的关键物理机制。

3. $\nabla B /\!/ \boldsymbol{B}$ 的情况

让我们考虑图 7.5 所示磁力线会聚（或发散）的情况。为简单起见，假定磁场以圆柱坐标系 z 轴为对称轴，即 $B_\theta = 0$，$\partial/\partial\theta = 0$。磁力线基本沿 z 轴方向，但由于磁力线会聚，必然存在一个径向分量 B_r。我们将会看到，正是这个不大的分量，使磁场具有捕获带电粒子的能力。

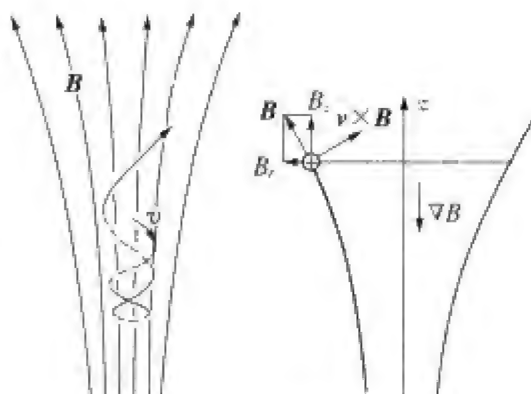


图 7.5　在会聚和发散的磁力线位形中带电粒子运动的情况

由 $B_\theta = 0$ 的条件和磁场的基本性质 $\nabla\cdot\boldsymbol{B} = 0$，可以得到

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(rB_r) + \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0 \tag{7.49}$$

积分上式可得

$$B_r = -\frac{1}{r}\int_0^r r\frac{\partial B_z}{\partial z}\,\mathrm{d}r \approx -\frac{1}{r}\left(\frac{\partial B_z}{\partial z}\right)_{r=0}\int_0^r r\,\mathrm{d}r = -\frac{r}{2}\left(\frac{\partial B_z}{\partial z}\right)_{r=0} \tag{7.50}$$

(7.50)的推导利用了 $\partial B_z/\partial z \approx \mathrm{const}$ 的近似。绕 z 轴回转的带电粒子受到的洛仑兹力 $\boldsymbol{F} = q\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B}$ 沿 z 轴的分量为

$$F_z = q(v_r B_\theta - v_\theta B_r)$$

将 $B_\theta = 0$，$v_\theta = v_\perp$ 以及式(7.50)和式(7.31)代入上式得

$$F_z = -\frac{qrv_\perp}{2}\left(\frac{\partial B_z}{\partial z}\right)_{r=0} = -\mu\nabla_{//}B \tag{7.51}$$

式中$\nabla_{//}B$表示沿磁力线方向的磁场梯度。上式说明，带电粒子受到一个沿磁场方向的力，力的大小正比于沿磁力线方向的磁场梯度，力的方向与该梯度方向相反即带电粒子被“推离”磁力线汇聚区。早在上世纪初，法国数学家庞加莱在计算带电粒子在单磁极磁场中运动时已经得到了这个结论。由牛顿第二定律可以得到粒子沿 z 方向的加速度为

$$\frac{\mathrm{d}v_{//}}{\mathrm{d}t} = -\frac{\mu}{m}\nabla_{//}B = -\frac{\mu}{m}\frac{\mathrm{d}B}{\mathrm{d}z}$$

上式两端乘以 $mv_{//}(=m\mathrm{d}z/\mathrm{d}t)$，得

$$mv_{//}\frac{\mathrm{d}v_{//}}{\mathrm{d}t} = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(\frac{1}{2}mv_{//}^2\right) = -\mu\frac{\mathrm{d}B}{\mathrm{d}z}\frac{\mathrm{d}z}{\mathrm{d}t} = -\mu\frac{\mathrm{d}B}{\mathrm{d}t} \tag{7.52}$$

式(7.52)指出，当带电粒子沿磁力线会聚的方向(即磁场梯度的方向)从弱场区向强场区运动时，$\mathrm{d}B/\mathrm{d}t>0$，因而 $v_{//}$ 逐渐减小，这表明粒子受到一个阻力。当 $v_{//}=0$ 时，粒子停止继续向前运动，在梯度力的作用下，开始向相反方向运动，就像被反射回来一样。

如果磁场的结构是两头会聚的“磁瓶”或“磁阱”，就像地球偶极磁场那样，则粒子在两头磁场较强的地方都会被反射，于是粒子在这样的磁场结构中来回运动，我们称这样的磁场结构为“磁镜”，在磁镜中来回反射，往复运动的粒子称为“捕获粒子”。

由于洛仑兹力不对粒子作功，所以粒子动能将保持不变，即

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(\frac{1}{2}mv_{//}^2+\frac{1}{2}mv_\perp^2\right) = 0 \tag{7.53}$$

也就是说，当 $v_{//}$ 减小时，$v_\perp$ 必将增加。将式(7.31)和式(7.52)代入上式，得

$$\mu\frac{\mathrm{d}B}{\mathrm{d}t} = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}(\mu B)$$

因此

$$\frac{\mathrm{d}\mu}{\mathrm{d}t} = 0 \tag{7.54}$$

式(7.54)表明，当粒子在磁镜中作往复的反弹运动时，它的回旋磁矩保持不

变。应该注意的是，上式中 $\mathrm{d}\boldsymbol{B}/\mathrm{d}t$ 是粒子在反弹运动过程中由于位置的改变所“看到”的磁场变化，而磁场本身并不随时间变化，即 $\partial B/\partial t=0$。

四、变化电场中带电粒子的漂移

当电场随时间缓慢变化时，上述电场漂移 $\boldsymbol{v}_E$ 仍然存在，只是漂移速度和方向随电场变化而变化。这里所谓的“缓慢变化”是指电场变化的频率远小于粒子的回旋频率。

与恒定电场不同的是，此时粒子将有一个附加的漂移——“极化漂移”

$$\boldsymbol{v}_p=\frac{m}{qB^2}\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{E}}{\mathrm{d}t} \tag{7.55}$$

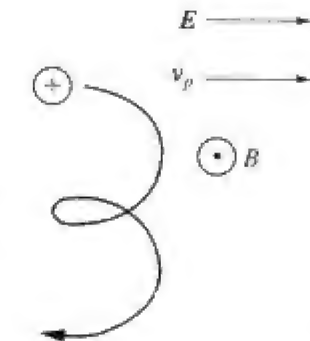


图 7.6　变化电场中正离子的极化漂移

引起极化漂移的物理原因是简单的。考虑磁场中一个静止的正离子(图 7.6)，当突然加上电场 $\boldsymbol{E}$ 的时候，离子的第一反应就是在 $\boldsymbol{E}$ 方向运动，只是在离子达到一定速度 $\boldsymbol{v}$ 之后，它才感受到洛仑兹力 $q\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B}$，并且在图示方向向下运动。此后，如果 $\boldsymbol{E}$ 保持不变，则只有 $\boldsymbol{v}_E$ 漂移，而不会有进一步的 $\boldsymbol{v}_p$ 漂移。但是如果使 $\boldsymbol{E}$ 反向，则会再次出现瞬时漂移，这次是向左。电场变化引起的这种漂移就是极化漂移，显然，它是由于惯性引起的一种“起动漂移”。

等离子体中的极化效应不同于固体介质中的极化效应。在等离子体中由于离子和电子能够到处运动以保持宏观电中性，所以稳定电场不能产生极化场。只有在电场变化时，由于离子惯性引起的迟延才产生了等离子体的极化。由于极化漂移与电荷的符号有关，所以它会产生“极化电流”。

五、变化磁场中带电粒子的运动

由于洛仑兹力垂直于带电粒子的速度，所以磁场本身对粒子不作功，不会改变粒子的能量。但是，当磁场变化时，与之伴随的感应电场可以对粒子做功，从而改变粒子的能量。

根据麦克斯韦定律

$$\nabla \times \boldsymbol{E} = \frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} \tag{7.56}$$

粒子动能的变化等于电场对粒子所作的功，即

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(\frac{1}{2}mv_{\perp}^{2}\right) = q\boldsymbol{E} \cdot \boldsymbol{v}_{\perp} \tag{7.57}$$

假定磁场变化缓慢，则粒子的回旋轨道在一个周期内变化不大，一次回旋中粒子动能的变化为

$$\begin{aligned}\delta\left(\frac{1}{2}mv_{\perp}^{2}\right) &= \int_{0}^{T} q\boldsymbol{E} \cdot \boldsymbol{v}_{\perp}\,\mathrm{d}t = \oint q\boldsymbol{E} \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{l} \\ &= q\int_{S}(\nabla \times \boldsymbol{E}) \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{S} = -q\int_{S}\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{S}\end{aligned} \tag{7.58}$$

式中 S 是粒子回旋轨道围成的面积，由于等离子体是抗磁性的，所以 $q\boldsymbol{B} \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{S} < 0$，积分上式可得

$$\delta\left(\frac{1}{2}mv_{\perp}^{2}\right) = \mu\delta B = q\frac{\partial B}{\partial t}\pi r^{2} \tag{7.59}$$

式中 δB 是一周回旋中穿过轨道面积磁通量的增量。

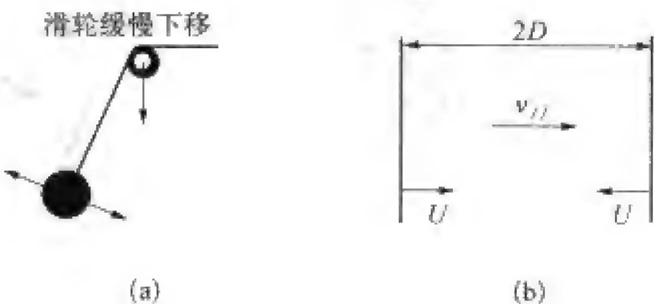
六、带电粒子的绝热不变量

在经典力学中，当系统缓慢变化，且具有周期运动时，对一个周期积分 $\oint p\mathrm{d}q$ 可以得到一个近似不变的运动常数，这个常数称之为“绝热不变量”或“寝渐不变量”，这里 p 和 q 是广义动量和广义坐标。

我们用图 7.7(a)和(b)所示的两个力学例子来说明绝热不变量的原理。图 7.7(a)是一个摆长逐渐缩短的单摆，单摆周期 T($T = 2\pi\sqrt{l/g}$) 随摆长 l 缩短而减小，能量 E 随摆长 l 缩短而增大，如果摆长缩短的过程足够缓慢，则有 $T \cdot E \approx \mathrm{const}$。这是 1910 年爱因斯坦(Albert Einstein，1879～1955)为解释原子结构而引入“绝热不变量”时用过的例子。由此他得到一个重要的启发：在自然界大尺度过程中的绝热守恒量可能在原子尺度上也守恒，这一思想导致了早期的量子理论。

图 7.7(b)是一个完全弹性球在逐渐靠近的两个刚性壁之间来回反弹的情况。假设小球质量为 m，速度 $v_{//}$ 垂直于两壁，则小球动量为 $p_{//} = mv_{//}$。

两壁相距 $2D$，各以速度 U 缓慢相向靠近。可以证明，只要 $U \ll v_{//}$，就有近似不变的量 $p_{//}D$。



(a) (b)

图 7.7 说明绝热不变量原理的两个力学例子

(a) 摆长逐渐缩短的单摆，周期和能量的乘积近似不变；
(b) 在两个刚性墙壁之间来回反弹的完全弹性球，平行动量与两壁间距离的乘积近似不变。

在空间等离子体物理中，有三个重要的绝热不变量。

1. 第一绝热不变量

带电粒子在磁场中的回旋运动是一种周期运动，它所对应的绝热不变量是回旋磁矩 μ。如果取 p 为角动量 $mv_{\perp}r$，q 为坐标 θ，则

$$\oint p\mathrm{d}q = \oint mv_{\perp} r\mathrm{d}\theta = \frac{4\pi m}{q}\mu \tag{7.60}$$

只要粒子的荷质比 q/m 保持不变，μ 就是常数。这与图 7.7(a)的例子相对应。

2. 第二绝热不变量

带电粒子在磁镜中的反弹运动是另一种周期运动，取 p 为磁场方向的速度 $v_{//}$，$\mathrm{d}q$ 为磁力线元 $\mathrm{d}s$，可以得到相应的纵向不变量

$$\oint p\mathrm{d}q = \oint v_{//}\mathrm{d}s \tag{7.61}$$

这与图 7.7(b)的例子相对应。

3. 第三绝热不变量

在地磁场中，带电粒子的梯度漂移和曲率漂移使它具有一种环绕地球的周向漂移运动。与这种周期运动相联系的绝热不变量是漂移表面所包围的总磁通量 Φ。

三种漂移的粒子轨迹如图 7.8 所示。三种运动的周期相差甚大，它们与离子种类、粒子能量及其地心距有关，表 7.4 列出地球内磁层中质子和电子三种周期运动的典型周期。

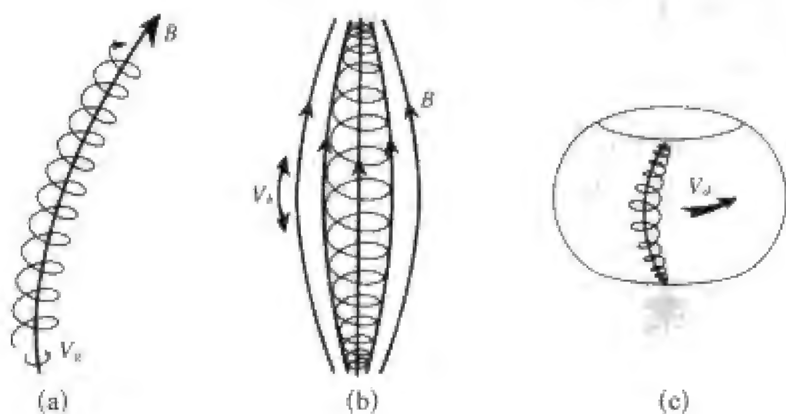


图 7.8 带电粒子在地磁场中的三种运动形式

(a) 回旋运动;(b) 反弹运动;(c) 周向漂移运动。

表 7.4 地球内磁层中质子和电子三种周期运动的典型周期

离子种类		质	子		电子(乘数因子)
能量		0.6 eV(约 5000 K)	20 keV	20 MeV	~
磁层区域		等离子体层	环电流	辐射带	~
地心距 $L(R_E)$		3	4	1.3	
周期	T_{gyro}	0.1 s	0.1 s	5 ms	5.4×10^{-4}
	T_{bounce}	2 h	1 min	0.5 s	2.3×10^{-2}
	T_{drift}	45 years	9 hours	2 min	1

第三节 磁流体中的电流

在上一节,我们讨论了磁场中带电粒子运动的两种主要形式:回旋运动和漂移运动,说明了电荷的不同运动形式产生宏观电流的可能性。在各种漂移运动中,有的正负带电粒子以相同的速度一起运动,因而没有宏观电流产生,如电场漂移;有的正负带电粒子的速度大小和(或)方向不同,于是产生了宏观电流,如重力漂移、梯度漂移、曲率漂移等。如果进一步考虑粒子的相互碰撞,则情况更为复杂。

在电离层和磁层中,分布着各种不同的带电粒子,它们在地磁场、重力场和电场作用下进行着各种漂移运动,从而形成了复杂多样的电流体系。

我们在地面和空间观测到的大部分变化磁场正是这些电流体系产生的。

电离层和磁层物质是由大量带电粒子和中性粒子组成的等离子体，如果追踪每个粒子的运动轨道，那将是一件浩繁的工作。所以，我们可以借助流体力学的理论和方法，来近似地描述等离子体中的现象和过程。在这种描述中，忽略各别粒子的特性，只考虑流体元的运动，这就是等离子体的磁力体近似。在普通流体中，粒子之间通过频繁碰撞使流体元中的粒子一起运动，而在磁流体中，即使不发生碰撞，电磁场的作用同样会使流体元的粒子像普通流体一样一起运动。

一、等离子体电流的一般物理概念

我们考虑一个被封闭曲面 S 所包围的体积 V 中的电荷。假设 $\mathrm{d}\boldsymbol{S}$ 是曲面 S 的面元，其向外的单位法线为 $\hat{\boldsymbol{n}}$。体积 V 中第 α 种粒子的电荷为 q^α，密度为 n^α，这种粒子通过面元 $\mathrm{d}\boldsymbol{S}$ 的平均速度为 $\boldsymbol{v}^\alpha$，于是 $\mathrm{d}t$ 时段内穿过 $\mathrm{d}\boldsymbol{S}$ 的电量和相应的电流分别为

$$\mathrm{d}q^\alpha = n^\alpha q^\alpha \boldsymbol{v}^\alpha \cdot \hat{\boldsymbol{n}}\mathrm{d}t\mathrm{d}S \tag{7.62}$$

$$\mathrm{d}I^\alpha = \frac{\mathrm{d}q^\alpha}{\mathrm{d}t} = n^\alpha q^\alpha \boldsymbol{v}^\alpha \cdot \hat{\boldsymbol{n}}\mathrm{d}S \tag{7.63}$$

定义电流密度如下：

$$\boldsymbol{J}^\alpha = n^\alpha q^\alpha \boldsymbol{v}^\alpha \tag{7.64}$$

电流可以写成

$$\mathrm{d}I^\alpha = \boldsymbol{J}^\alpha \cdot \hat{\boldsymbol{n}}\mathrm{d}S \tag{7.65}$$

积分上式，即得第 α 种粒子产生的通过 S 面的电流

$$I^\alpha = \int_S \boldsymbol{J}^\alpha \cdot \hat{\boldsymbol{n}}\mathrm{d}S \tag{7.66}$$

对体积 V 中所有各种粒子的电流求和，可得总电流

$$I = \sum_\alpha I^\alpha = \sum_\alpha \int_S \boldsymbol{J}^\alpha \cdot \hat{\boldsymbol{n}}\mathrm{d}S = \int_S \boldsymbol{J} \cdot \hat{\boldsymbol{n}}\mathrm{d}S \tag{7.67}$$

其中 $\boldsymbol{J} = \sum_\alpha \boldsymbol{J}^\alpha = \sum_\alpha n^\alpha q^\alpha \boldsymbol{v}^\alpha$ 是总电流密度。

电荷和电流遵循以下的电荷守恒定律：

$$\int \boldsymbol{J} \cdot \hat{\boldsymbol{n}} \mathrm{d}S + \frac{\mathrm{d}q}{\mathrm{d}t} = 0 \tag{7.68}$$

如果体积 V 固定，则上式变成

$$\int \boldsymbol{J} \cdot \hat{\boldsymbol{n}} \mathrm{d}S + \frac{\partial q}{\partial t} = \int \nabla \cdot \boldsymbol{J} \mathrm{d}V + \int \frac{\partial \rho}{\partial t} \mathrm{d}V = 0 \tag{7.69}$$

式中，ρ 是电荷密度，总电荷 $q = \int \rho \mathrm{d}V$。由此可以得到

$$\nabla \cdot \boldsymbol{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \tag{7.70}$$

对于不随时间变化的定常问题，我们有 $\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$ 和 $\nabla \cdot \boldsymbol{J} = 0$。

从原理上讲，空间电流密度可用粒子探测器直接测量。只要测量各种带电粒子的密度 n^{α}、电荷 q^{α}、速度 $\boldsymbol{v}$ 及分布函数 $f^{\alpha}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{v}, t)$，就可以由下式计算这种粒子的平均速度(注意：我们用 $\boldsymbol{v}^{\alpha}$ 表示第 α 种粒子的平均速度，用 $\boldsymbol{v}$ 表示单个粒子的速度，单个粒子速度中包括粒子回旋、漂移等一切运动，而在 $\boldsymbol{v}^{\alpha}$ 中，回旋运动被平均掉了)

$$\boldsymbol{v}^{\alpha} = \int \boldsymbol{v} f^{\alpha}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{v}, t) \mathrm{d}v \tag{7.71}$$

然后用式(7.64)、式(7.67)等公式计算出各种粒子的电流和总电流。

在实际上，粒子探测技术受到许多限制，因此难以得到各种粒子在所有能量段和所有投射角范围内的全部信息。例如航天器表面带电会使低能粒子的探测结果畸变，太阳紫外辐射与航天器的作用产生光电子，使航天器比周围等离子体的电位高出若干伏特。因此，必须认识和消除这些影响，才能得到真实的电流。

我们也可以由磁场测量值，通过计算，间接地得到电流密度 $\boldsymbol{J}$。在缓变电磁场的情况下，位移电流可以忽略，于是 $\mu_0 \boldsymbol{J} = \nabla \times \boldsymbol{B}$。用磁力仪测得磁场 $\boldsymbol{B}$，即可计算 $\boldsymbol{J}$。这是空间探测和研究中经常使用的方法。

二、各向同性压力磁流体中的电流

近地空间等离子体可以作为磁流体来处理。在磁流体中，电流、运动与磁场耦合在一起，在动量传输中起着重要的作用。下面，我们在各向同性压力条件下，导出磁流体中电流的表达式，以便加深对磁流体中电流产生机制

的认识。

考虑由一种离子和电子组成的磁流体介质。如果忽略重力和碰撞的作用，离子和电子的动量方程可以写成

$$\begin{cases} m_i n_i \dfrac{\mathrm{d}\boldsymbol{u}_i}{\mathrm{d}t} = -\nabla p_i + n_i q_i(\boldsymbol{E} + \boldsymbol{u}_i \times \boldsymbol{B}) \\ m_e n_e \dfrac{\mathrm{d}\boldsymbol{u}_e}{\mathrm{d}t} = -\nabla p_e + n_e q_e(\boldsymbol{E} + \boldsymbol{u}_e \times \boldsymbol{B}) \end{cases} \tag{7.72}$$

为了与前面用过的单个粒子速度 $\boldsymbol{v}$ 区别，这里我们用 $\boldsymbol{u}_i, \boldsymbol{u}_e, \boldsymbol{u}$ 表示磁流体中离子流体、电子流体和整个流体的速度。假定 $q_i = -q_e = q, n_i = n_e = n$，定义流体质量密度、流体速度、流体总压力、总电流分别为

$$\begin{cases} \rho_m = \rho_m^+ + \rho_m^- = n_i m_i + n_e m_e \\ \boldsymbol{u} = \dfrac{n_i m_i \boldsymbol{u}_i + n_e m_e \boldsymbol{u}_e}{n_i m_i + n_e m_e} \\ p = p_i + p_e \\ \boldsymbol{J} = n_i q_i \boldsymbol{u}_i + n_e q_e \boldsymbol{u}_e \end{cases} \tag{7.73}$$

将(7.72)两式相加，即可导出单流体 MHD 动量方程

$$\rho_m \frac{\mathrm{d}\boldsymbol{u}}{\mathrm{d}t} = -\nabla p + \boldsymbol{J} \times \boldsymbol{B} \tag{7.74}$$

方程两边叉乘 $\boldsymbol{B}$，得

$$\rho_m \frac{\mathrm{d}\boldsymbol{u}}{\mathrm{d}t} \times \boldsymbol{B} = -\nabla p \times \boldsymbol{B} + [(\boldsymbol{J} \cdot \boldsymbol{B})\boldsymbol{B} - B^2 \boldsymbol{J}] \tag{7.75}$$

由此可以得到电流的表达式：

$$\boldsymbol{J} = \frac{1}{B^2}\left[\boldsymbol{B} \times \nabla P + (\boldsymbol{J} \cdot \boldsymbol{B})\boldsymbol{B} + \boldsymbol{B} \times \rho_m \frac{\mathrm{d}\boldsymbol{u}}{\mathrm{d}t}\right] \tag{7.76}$$

由这个公式可以得到垂直于磁场方向的电流分量

$$\boldsymbol{J}_\perp = \frac{\boldsymbol{B}}{B^2} \times \left[\nabla P + \rho_m \frac{\mathrm{d}\boldsymbol{u}}{\mathrm{d}t}\right] \tag{7.77}$$

右端第一项来源于压力梯度(通常在磁层顶等边界上存在这种压力梯度)与局部磁场 B 的耦合，这一项叫做抗磁电流，因为这种电流总是使流体中磁场强度减小，这意味着流体中带电粒子的回旋运动起着重要的作用。第二项来源于垂直于磁场的流动加速度与磁场 B 的耦合，这一项叫做惯性

电流，它将产生极化电流。

抗磁电流的特点是即使流体处于静止状态，它依然存在。此时式(7.77)简化为

$$\boldsymbol{J} = \frac{\boldsymbol{B} \times \nabla P}{B^2} \tag{7.78}$$

它等价于

$$\nabla P = \boldsymbol{J} \times \boldsymbol{B} \tag{7.79}$$

上式表明，在静止状态下，流体压力与电磁力互相平衡。由此还可得到

$$\begin{cases} \boldsymbol{J} \cdot \nabla p = 0 \\ \boldsymbol{B} \cdot \nabla p = 0 \end{cases} \tag{7.80}$$

方程(7.80)告诉我们，在静态条件下，无论 MHD 流体的几何结构多么复杂，电流与磁场均与压力梯度垂直，即二者必须位于等压面上，而不能穿过这种表面。也就是说，等压面亦即磁面和电流面。为与后面将要讲到的磁流体总压力(流体压力加磁压)相区别，这里的等压面(等 p 面)称作"等气压面"。应该指出的是，虽然等气压面是磁面，但并不意味着在等气压面上磁压 $B^2/2\mu_0$ 是常数。

压力梯度伴随着磁场的梯度和曲率，所以抗磁电流来源于粒子的梯度漂移和曲率漂移。为了清楚地看出这一点，展开式(7.79)，并利用麦克斯韦方程 $\nabla \times \boldsymbol{B} = \mu_0 \boldsymbol{J}$ 和矢量公式，可得

$$\nabla p = \boldsymbol{J} \times \boldsymbol{B} = (\nabla \times \boldsymbol{B}) \times \frac{\boldsymbol{B}}{\mu_0} = -\nabla \frac{B^2}{2\mu_0} + \frac{(\boldsymbol{B} \cdot \nabla)\boldsymbol{B}}{\mu_0} \tag{7.81}$$

上式右端第一项表示磁压梯度，第二项是沿 B 方向的应力(张力)。当磁力线弯曲时，第二项包括离心力。将式(7.81)右端第一项与左端合并，该式还可以写成另一种形式：

$$\nabla \left(p + \frac{B^2}{2\mu_0}\right) = (\boldsymbol{B} \cdot \nabla) \frac{\boldsymbol{B}}{\mu_0} \tag{7.82}$$

它强调了总压力(流体压力加上磁压)梯度被沿磁场方向的张力所平衡。如果 $\boldsymbol{\tau}$ 是平行于等气压面的单位矢量，则

$$\boldsymbol{\tau} \cdot \nabla p = \boldsymbol{\tau} \cdot \left[-\nabla \frac{B^2}{2\mu_0} + (\boldsymbol{B} \cdot \nabla) \frac{\boldsymbol{B}}{\mu_0}\right] = 0 \tag{7.83}$$

由此可以看出，在等气压面上磁应力是平衡的，即

$$\nabla \frac{B^2}{2\mu_0} = (\boldsymbol{B} \cdot \nabla) \frac{\boldsymbol{B}}{\mu_0} \tag{7.84}$$

以上关于抗磁电流的磁流体描述可以从单个粒子的运动得到解释。图7.9是磁力线为沿 z 轴方向的直线（垂直向外），磁场强度只随 y（垂直向下）变化的简单情况，此时 $\boldsymbol{B}$ 与 ∇B 垂直。由式(7.82)可知，总压力 $p+\dfrac{B^2}{2\mu_0}$ 的梯度为零，即处处为常数（在磁力线弯曲的一般情况下，这一结论不成立）。所以，压力 p 和密度 n 大的地方磁场 B 小，压力 p 和密度 n 小的地方磁场 B 大，也就是说，密度梯度和磁场梯度方向相反。图中每一个圆圈代表一个离子的回旋轨道，由于 y 方向的密度梯度，使得沿 $-x$ 方向运动的离子比 $+x$ 方向的多，如最下图所示，该图示意性地表明向右穿过单元体的正粒子比向左的多。正是由于这种差异，产生了沿 $-x$ 方向的抗磁电流 $\boldsymbol{I}_p$。而且，只要有压力梯度存在，无论磁场形状如何，抗磁电流总是存在的。该电流使下方的磁场减弱，同时使上方的磁场增强，即"阻止"磁场向弱的区域扩散，故名"抗磁电流"。向日面磁层顶电流就是阻止地磁场向外扩散的抗磁电流。

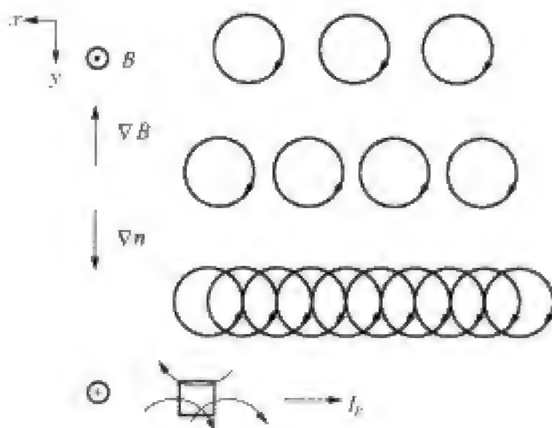


图7.9 磁力线为直线（垂直向外）的情况下磁场、电流和压力的关系

上面，我们通过考察单个粒子的运动，定性地说明了抗磁电流是怎样产生的，从而更深入地认识到抗磁效应产生的物理过程。下面我们要进一步证明，单个粒子运动所产生的电流加在一起即等于由流体方程导出的电流。

磁场中的带电粒子要做回旋运动，在非均匀磁场中，带电粒子还有漂移。让我们分别考察这两种运动所产生的电流。

先来看粒子回旋运动对电流的贡献。每个粒子的尺度为回旋半径 r_c 的量级。粒子的回旋运动相当于一个圆电流 i，圆面积 $\boldsymbol{A}=-\pi r_c^2\boldsymbol{B}/B$。其磁矩为 $\boldsymbol{\mu}=-i\pi r_c^2\boldsymbol{B}/B$。如果这些粒子在轨道上的相位是随机的（但方向并不随机），这些粒子集体作用所产生的平均电流可以计算出来。

考虑由闭合曲线 C 包围的面积元 S,穿过 S 面的净电流是众多粒子轨道穿过 S 面的综合结果。显然,完全位于 S 面内的粒子不会产生净电流,因为粒子轨道沿相反方向两次穿过 S 面。只有回旋轨道环绕边界线 C 的粒子才能产生净电流,因为这种粒子的轨道只通过 S 面一次。假设单位体积内有 N 个圆电流,每个圆电流的强度是 i,面积是 $A=\pi r_c^2$,则曲线 C 的线元 $\mathrm{d}\boldsymbol{l}$ 穿过的电流环数目是 $N\boldsymbol{A}\cdot\mathrm{d}\boldsymbol{l}$,因此,穿过 S 面的总净电流是

$$I=\oint Ni\boldsymbol{A}\cdot\mathrm{d}\boldsymbol{l}=\oint\boldsymbol{M}\cdot\mathrm{d}\boldsymbol{l}=\int(\nabla\times\boldsymbol{M})\cdot\mathrm{d}\boldsymbol{S}=\int\boldsymbol{J}_M\cdot\mathrm{d}\boldsymbol{S}\qquad(7.85)$$

式中 $\boldsymbol{M}$ 是磁化强度(单位体积的磁矩),$\mathrm{d}\boldsymbol{S}$ 是 S 的面元。$\boldsymbol{J}_M$ 是平均的磁化电流密度。磁化强度为

$$\boldsymbol{M}=N\boldsymbol{\mu}=-\frac{N\epsilon_\perp}{B^2}\boldsymbol{B}\qquad(7.86)$$

式中 $\epsilon_\perp=mv_\perp^2/2$ 是粒子横向运动的动能。磁化电流密度为

$$\boldsymbol{J}_M=\nabla\times\boldsymbol{M}=-\nabla\times\left(\frac{N\epsilon_\perp}{B^2}\boldsymbol{B}\right)=\frac{\boldsymbol{B}}{B^2}\times\nabla(N\epsilon_\perp)-N\epsilon_\perp\frac{\boldsymbol{B}\times\nabla B}{B^3}\qquad(7.87)$$

我们看到,磁化电流分为两部分,一部分来自能量密度的梯度$\nabla N\epsilon_\perp$,另一部分来自非均匀磁场∇B。

现在我们来看粒子漂移运动对电流的贡献。由式(7.42)可知,非均匀磁场中粒子梯度漂移所产生的电流为

$$\boldsymbol{J}_{\nabla B}=Nq\boldsymbol{v}_{\nabla B}=N\epsilon_\perp\frac{\boldsymbol{B}\times\nabla B}{B^3}\qquad(7.88)$$

这恰好与磁化电流的第二部分大小相等,方向相反。于是,我们得到一种粒子回旋运动和漂移运动所产生的总电流

$$\boldsymbol{J}=\boldsymbol{J}_M+\boldsymbol{J}_{\nabla B}=\frac{\boldsymbol{B}}{B^2}\times\nabla(N\epsilon_\perp)\qquad(7.89)$$

如果令

$$p=N\epsilon_\perp\qquad(7.90)$$

则由粒子概念导出的电流式(7.89)与由 MHD 流体方程导出的抗磁电流式(7.78)完全一样,这说明单粒子一起作用即等价于流体。在各向同性等离

子体中，粒子速度可用麦克斯韦分布函数表达，由此可以得到

$$p = \int \frac{mv^2}{2} f(r, v, t) \mathrm{d}^3 v = N \left\langle \frac{mv^2}{2} \right\rangle = N\varepsilon \tag{7.91}$$

式中 $\varepsilon = \langle mv^2/2 \rangle$。

假定流体遵循理想气体定律，则有

$$p = nkT \tag{7.92}$$

式中 k 是波尔兹曼常数，T 是温度。如果 T 为常数，则

$$\frac{\nabla p}{p} = \frac{\nabla n}{n} \tag{7.93}$$

假设存在磁场 $\boldsymbol{B} = B\hat{z}$，$\hat{z}$ 是 $\boldsymbol{B}$ 方向的单位矢量，则抗磁漂移速度为

$$\boldsymbol{v}_{\perp} = \frac{\boldsymbol{B} \times \nabla p}{nqB^2} = \frac{kT}{qB}\left(\hat{z} \times \frac{\nabla n}{n}\right) \tag{7.94}$$

这正是图 7.9 描述的情况。

三、各向异性压力磁流体中的电流

上述结果是在标量流体压力假设下得到的，仅适用于能量在各个方向等量分配的情况。一般说来，这一假设是不成立的，特别是在地球空间这种低密度、无碰撞磁化等离子体中，流体压力的各向异性很显著，一般不能使用上述标量压力假设。

当考虑流体压力的各向异性时，压力用张量表示，电子流体和离子流体的运动方程为

$$mn \frac{\mathrm{d}\boldsymbol{u}}{\mathrm{d}t} = -\nabla \cdot \boldsymbol{p} + \boldsymbol{J} \times \boldsymbol{B} \tag{7.95}$$

式中，流体速度可类似于式(7.73)定义如下

$$\boldsymbol{u} = \frac{\sum_{\alpha} m^{\alpha} \int \boldsymbol{v} f^{\alpha}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{v}, t) \mathrm{d}^3 v}{\sum_{\alpha} m^{\alpha} n^{\alpha}} \tag{7.96}$$

压力张量的一般表达式是

$$p = \begin{pmatrix} p_{xx} & p_{xy} & p_{xz} \\ p_{yx} & p_{yy} & p_{yz} \\ p_{zx} & p_{zy} & p_{zz} \end{pmatrix} \tag{7.97}$$

压力张量的元素可以表示成

$$p_{ik} = \pi_{ik} - u_i u_k \sum_{\alpha} m^{\alpha} n^{\alpha} \tag{7.98}$$

式中，u_i，u_k 是速度 $\boldsymbol{u}$ 的 i 和 k 分量，π_{ik} 是动量转换张量，定义如下

$$\pi_{ik} = \sum_{\alpha} m^{\alpha} \int v_i v_k f^{\alpha}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{v}, t) \mathrm{d}v \tag{7.99}$$

在大多数情况下，压力张量可以简化成如下形式：

$$\boldsymbol{p} = \begin{pmatrix} p_{\perp} & 0 & 0 \\ 0 & p_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & p_{//} \end{pmatrix} \tag{7.100}$$

式中 $p_{\perp}$，$p_{//}$ 分别表示与磁场垂直和平行的压力分量，或表示这两个方向上单位体积的平均动能，

$$\begin{cases} p_{\perp} = m \int v_{\perp}^2 f(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{v}, t) \mathrm{d}v \\ p_{//} = m \int v_{//}^2 f(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{v}, t) \mathrm{d}v \end{cases} \tag{7.101}$$

方程(7.100)也可以写成两个张量的组合：

$$\boldsymbol{p} = \begin{pmatrix} p_{\perp} & 0 & 0 \\ 0 & p_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & p_{\perp} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & p_{//} - p_{\perp} \end{pmatrix} \tag{7.102}$$

于是，压力张量可表示为

$$\boldsymbol{p} = p_{\perp} \boldsymbol{I} + (p_{//} - p_{\perp}) \boldsymbol{bb} \tag{7.103}$$

式中 $\boldsymbol{I}$ 是单位张量，$\boldsymbol{b}$ 是沿磁场方向的单位矢量，$\boldsymbol{bb}$ 是二阶张量(并矢)。

在磁力线弯曲的一般情况下，式(7.103)分量的一般形式可以表示为

$$p_{ij} = p_{\perp} I_{ij} + (p_{//} - p_{\perp}) b_i b_j \tag{7.104}$$

在推导压力张量的梯度表达式时，我们要用到单位张量 $\boldsymbol{I}$ 在坐标变换时的不变性，由此可以得到 $\nabla \cdot \boldsymbol{I} = 0$。因此

$$\begin{aligned}\nabla\cdot\boldsymbol{p} &= \nabla\cdot p_{\perp}\boldsymbol{I}+\nabla\cdot[(p_{//}-p_{\perp})\boldsymbol{bb}]\\ &= \nabla p_{\perp}+(p_{//}-p_{\perp})\nabla\cdot\boldsymbol{bb}+\boldsymbol{b}(\boldsymbol{b}\cdot\nabla)(p_{//}-p_{\perp})\\ &= \nabla p_{\perp}+(p_{//}-p_{\perp})[(\boldsymbol{b}\cdot\nabla)\boldsymbol{b}+\boldsymbol{b}(\nabla\cdot\boldsymbol{b})]\\ &\quad+\boldsymbol{b}(\boldsymbol{b}\cdot\nabla)(p_{//}-p_{\perp})\end{aligned}\tag{7.105}$$

应该注意，虽然 $\nabla\cdot\boldsymbol{B}=0$，但是 $\nabla\cdot\boldsymbol{b}\neq 0$。定义 $\nabla=\nabla_{//}+\nabla_{\perp}$，则压力梯度可写成

$$\nabla\cdot\boldsymbol{p}=\nabla_{//}\cdot\boldsymbol{p}+\nabla_{\perp}\cdot\boldsymbol{p}\tag{7.106}$$

在此情况下，$\nabla_{//}=\boldsymbol{b}(\boldsymbol{b}\cdot\nabla)$，于是压力梯度可以分解成为平行和垂直于磁场的两部分：

$$\begin{cases}\nabla_{//}\cdot\boldsymbol{p}=\nabla_{//}p_{\perp}+(p_{//}-p_{\perp})\boldsymbol{b}(\nabla\cdot\boldsymbol{b})+\boldsymbol{b}(\boldsymbol{b}\cdot\nabla)(p_{//}-p_{\perp})\\ \qquad\quad=\nabla_{//}P_{//}+(p_{//}-p_{\perp})\boldsymbol{b}(\nabla\cdot\boldsymbol{b})\\ \nabla_{\perp}\cdot\boldsymbol{p}=\nabla_{\perp}p_{\perp}+(p_{//}-p_{\perp})(\boldsymbol{b}\cdot\nabla)\boldsymbol{b}\end{cases}\tag{7.107}$$

把式(7.107)代入动量方程(7.95)，则动量方程也被分成两部分：

$$\begin{cases}mn\dfrac{\mathrm{d}\boldsymbol{u}_{//}}{\mathrm{d}t}=-\nabla_{//}\cdot p_{//}-(p_{//}-p_{\perp})(\nabla\cdot\boldsymbol{b})\boldsymbol{b}\\ mn\dfrac{\mathrm{d}\boldsymbol{u}_{\perp}}{\mathrm{d}t}=-\nabla_{\perp}p_{\perp}-(p_{//}-p_{\perp})(\boldsymbol{b}\cdot\nabla)\boldsymbol{b}+\boldsymbol{J}\times\boldsymbol{B}\end{cases}\tag{7.108}$$

将(7.108)第二式叉乘 $\boldsymbol{B}$，可得垂直于 $\boldsymbol{B}$ 的电流密度表达式：

$$\boldsymbol{J}_{\perp}=\frac{\boldsymbol{B}}{B^2}\times\nabla_{\perp}p_{\perp}+\frac{(p_{//}-p_{\perp})}{B^2}[\boldsymbol{B}\times(\boldsymbol{b}\cdot\nabla)\boldsymbol{b}]+mn\frac{\boldsymbol{B}}{B^2}\times\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{u}_{\perp}}{\mathrm{d}t}\tag{7.109}$$

如果压力为各向同性，即 $p_{//}=p_{\perp}$，式(7.109)就变成了式(7.77)，所以式(7.109)是更为普遍的电流表达式。式中第一项来自于粒子的回旋运动，第二项来自于粒子的梯度漂移和曲率漂移，第三项是由惯性效应引起的。

四、考虑碰撞时磁流体中的电流

电离层等离子体的密度大而碰撞频繁，碰撞会改变粒子的速度，从而发生粒子间的动量交换，因此碰撞影响带电粒子的输运和电流产生的方式。

当有碰撞存在时，带电粒子的漂移运动将发生变化。图 7.10 是正离子

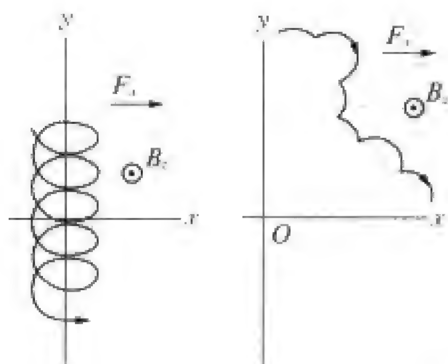


图 7.10 正离子在均匀磁场 $\boldsymbol{B}=B\hat{z}$ 和均匀力场 $\boldsymbol{F}=F\hat{x}$ 中的运动轨迹

左图：无碰撞情况下粒子的回旋运动和 $\boldsymbol{F}\times\boldsymbol{B}$ 漂移；右图：随机碰撞情况，每次碰撞后粒子从静止状态开始运动。

在均匀磁场 $\boldsymbol{B}=B\hat{z}$ 和均匀力场 $\boldsymbol{F}=F\hat{x}$ 中的运动轨迹。左图是无碰撞情况，粒子一边进行回旋运动，一边在 $\boldsymbol{F}\times\boldsymbol{B}$ 方向（即 $-y$ 方向）漂移；右图是有随机碰撞的情况，由于每一次碰撞后，粒子初始速度方向是随机的，所以可以假定每次碰撞后粒子重新从静止状态开始运动，此时它将首先在力 $\boldsymbol{F}$ 的方向运动，当具有一定速度后，才在 y 方向漂移，于是粒子有一个沿力 $\boldsymbol{F}$ 方向的运动。

在有碰撞的情况下，磁流体动量方程中要增加碰撞项（或粘滞项），考虑由电子和一种离子组成的磁流体，并引入重力作用，电子和离子的运动方程可以分别写成

$$\begin{cases} m_i n \dfrac{\mathrm{d}\boldsymbol{u}_i}{\mathrm{d}t} = -\nabla p_i + en(\boldsymbol{E}+\boldsymbol{u}_i\times\boldsymbol{B}) + m_i n\boldsymbol{g} - \boldsymbol{P}_{ie} \\ m_e n \dfrac{\mathrm{d}\boldsymbol{u}_e}{\mathrm{d}t} = -\nabla p_e - en(\boldsymbol{E}+\boldsymbol{u}_e\times\boldsymbol{B}) + m_e n\boldsymbol{g} - \boldsymbol{P}_{ei} \end{cases} \tag{7.110}$$

式中 $\boldsymbol{P}_{ie}$ 和 $\boldsymbol{P}_{ei}$ 是由于离子与电子碰撞，在单位时间内单位体积离子和电子获得的动量

$$\begin{cases} \boldsymbol{P}_{ie} = m_i n(\boldsymbol{u}_i - \boldsymbol{u}_e)\nu_{ie} \\ \boldsymbol{P}_{ei} = m_e n(\boldsymbol{u}_e - \boldsymbol{u}_i)\nu_{ei} \end{cases} \tag{7.111}$$

ν_{ie} 表示离子与电子的碰撞频率，ν_{ei} 表示电子与离子的碰撞频率，对两成分等离子体来说，$\nu_{ie}=\nu_{ei}$。

下面我们用一个简单模型来说明碰撞对等离子体中电流和电场的影响。假定等离子体温度 $T=0$（冷等离子体），则压力项可以忽略。进一步假定离子处于静止状态，只有电子流体在电场 $\boldsymbol{E}$ 作用下运动，为了简单，先不考虑磁场和重力，于是电子流体的运动方程变成（略去各量的下标 e）

$$mn\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{u}}{\mathrm{d}t} = -en\boldsymbol{E} - mn\nu\boldsymbol{u} \tag{7.112}$$

假定等离子体处于定常状态，并且 u 是均匀的，则

$$u = -\frac{eE}{m\nu} \tag{7.113}$$

与此运动相伴随的电流

$$J = -enu = \sigma E \tag{7.114}$$

这就是我们熟悉的欧姆定律，式中 $\sigma = ne^2/m\nu = ne\omega/B\nu$ 叫做该介质的电导率，它的倒数 $\eta = m\nu/ne^2$ 叫做电阻率。显然，它们都是碰撞频率的函数。等离子体常常是各向异性的，所以电导率一般用张量表示，电流与电场一般不在相同方向上。

第四节　电离层与磁层电流体系

日地空间大尺度电流体系是由太阳风、磁层和电离层中带电粒子运动所形成的，正是这些电流产生了空间各个区域和地面观测到的变化磁场。例如，伴随太阳风动力学过程的日球层电流是行星际磁场(IMF)的源，电离层潮汐风发电机电流是地磁场 S_q 和 L 变化的源，极光粒子沉降所产生的极光带电集流是地磁亚暴的源，由磁层带电粒子的周向漂移运动所产生的赤道环电流是暴时变化场 Dst 的源，而地磁脉动则是由磁层中的磁流体波产生的。

空间电流常常按其产生的物理过程和分布区域分为磁层顶电流、环电流、电离层电流、场向电流和磁尾电流等。其中环电流又可分为对称环电流和部分环电流，场向电流又可分为1区和2区电流(参见图1.23)。

根据电流必须构成闭合回路的观点，常常把部分环电流、2区场向电流及其在电离层中的闭合电流放在一起作为一个电流体系，把磁尾中性片电流和磁尾磁层顶电流作为一个电流体系来考虑。这样，磁层-电离层电流可以划分为六大电流体系：向日面磁层顶的查普曼-法拉罗电流(Chapman-Ferraro current，简称C-F电流)、对称环电流(SRC)、部分环电流和2区场向电流及其在电离层中的闭合电流(PRFI)、磁尾电流(MTL)、1区场向电流(FAC1)、电离层发电机电流(IDC)。图7.11是这些电流体系的示意图。

应该指出的是，虽然上述六大电流体系概括了磁层-电离层系统电流的主要部分及其特点，但是空间电流的实际结构和时间变化要比这个模型复杂得多。

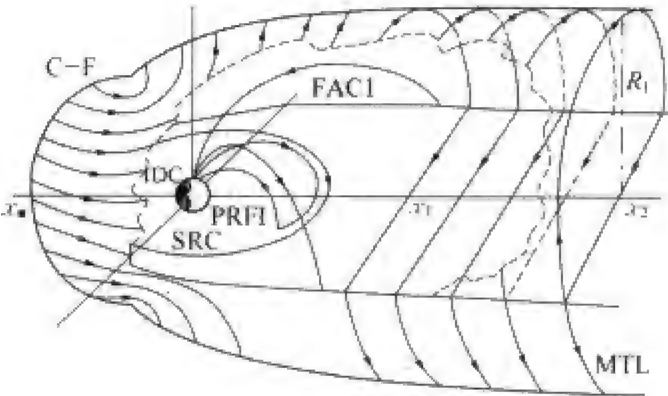


图 7.11 磁层-电离层大尺度电流体系示意图

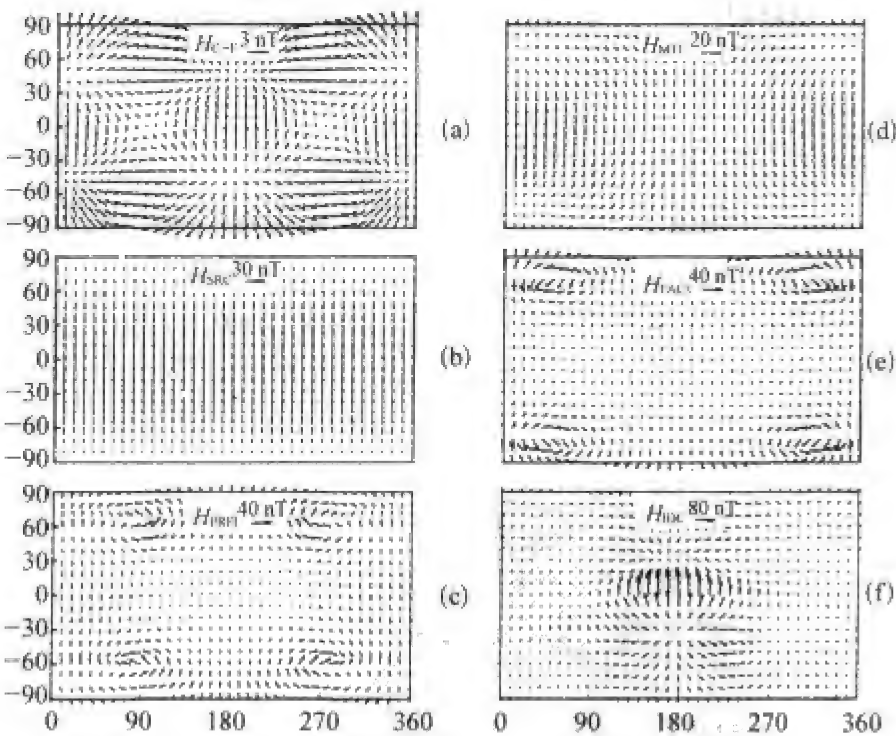


图 7.12 磁层-电离层六大电流体系的地面水平磁场分布

(a) 向日面磁层顶的查普曼-法拉罗电流(C-F)；

(b) 对称环电流(SRC)；

(c) 部分环电流和 2 区场向电流及其在电离层中的闭合电流(PRFI)；

(d) 磁尾电流(MTL)；

(e) 1 区场向电流(FAC1)；

(f) 电离层发电机电流(IDC)。

这些电流体系的几何参数和电流强度可以根据卫星观测和地面观测确定，计算时要考虑参数值随地磁活动水平的变化。用毕奥-沙伐定律，可以计算电流产生的磁场。图 7.12(见上页)是对六大电流体系的典型参数计算出的地面水平磁场分布。

为了研究磁层-电离层系统的能量过程，有时采用更为简化的"等效电路"结构，此时，不考虑磁场和电流的具体几何结构，而是把电流经过的各部分空间的电性综合成为集中参数，构成一个电路网络，然后考察该电路各部分的电流和能量关系。图 7.13 是这种"等效电路"的一个例子。

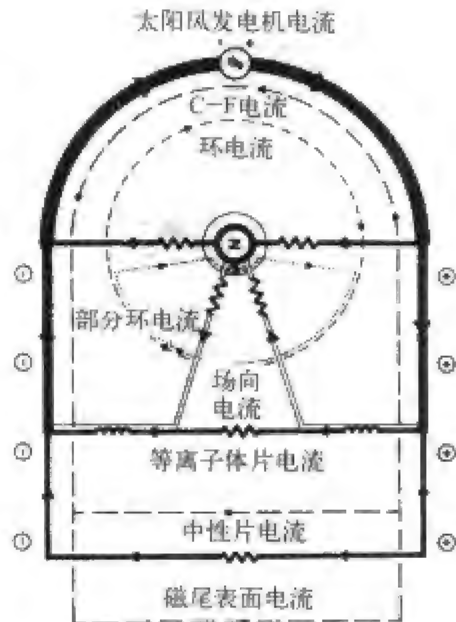


图 7.13　磁层-电离层系统的"等效电路"结构

第五节　磁层顶电流

磁层顶电流最早是由查普曼和法拉罗于 1931 年开始研究的，所以又称作查普曼-法拉罗电流，或 C－F 电流。它主要由向日面磁层顶赤道南北两侧的两个电流涡组成，涡的中心位于磁层顶极隙区。从太阳向地球看，北半球电流涡反时针流动，南半球电流涡顺时针流动，和电离层的 S_q 电流体系类似。于是，在磁层顶赤道带形成一个由早晨流向黄昏的东向电流带。

在磁层和太阳风发现以前，人们认为，地磁场在真空中扩展到无穷远，在太阳发生耀斑之后，耀斑区喷发出的高速太阳介质因其高导电性而压缩地球磁场，在太阳介质与地磁场的分界面上形成边界面电流，这种瞬态模型的磁场结构和边界面电流如图 7.14 所示，图中 Q 点是磁场的中性点，也是电流涡的中心，相当于极隙区位置。

现在我们已经知道，太阳大气不断向外运动而形成充满行星际的太阳风，地球磁场并没有伸展到无穷远，而是在太阳风的压缩下分布在形似彗星的磁层空腔内，磁层顶是分开太阳风和地磁场的分界面，磁层顶电流是在这一分界面上持续存在的电流。

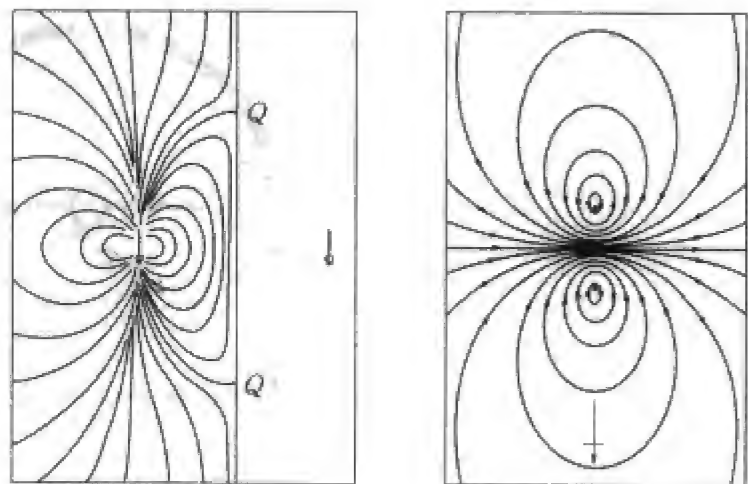


图 7.14 查普曼和法拉罗关于太阳大气(太阳风)与地磁场相互作用的设想

左图：太阳大气压缩地磁场(太阳在右边)；右图：压缩的结果形成边界面电流，即查普曼-法拉罗电流(从太阳向地球看，左边是早晨，右边是黄昏)。

太阳风的总压力与磁层的总压力在磁层顶达到平衡，如果忽略太阳风的磁压和磁层的动压，则太阳风的动压与磁层的磁压在磁层顶达到平衡，即

$$\nabla p_{sw} = \boldsymbol{J}_{mp} \times \boldsymbol{B}_{mp} \tag{7.115}$$

即

$$\boldsymbol{J}_{mp} = \boldsymbol{B}_{mp} \times \frac{\nabla p_{sw}}{B_{mp}^2} \tag{7.116}$$

在向日面磁层顶附近，地球磁场 $\boldsymbol{B}_{mp}$ 向北，太阳风压力梯度 ∇p_{sw} 指向太阳，所以磁层顶电流 $\boldsymbol{J}_{mp}$ 由早晨指向黄昏。

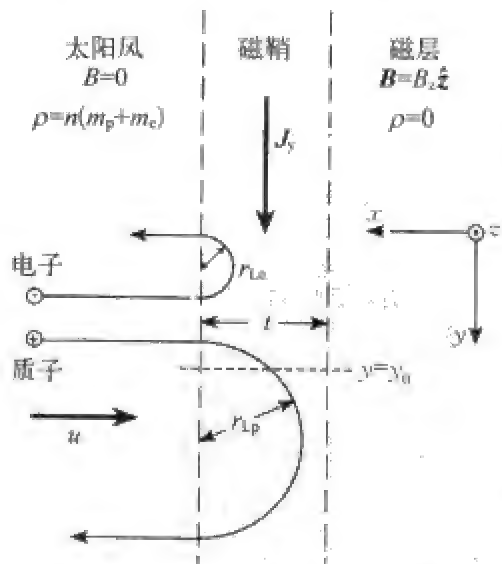


图 7.15 C-F 电流产生的物理机制

图示为地球赤道面情况，太阳风从左向右运动，正负带电粒子在地磁场(垂直于纸面向上)中回旋半周后返回太阳风，由于二者回旋方向相反，在磁层顶形成晨昏向电流。

用等离子体物理的单粒子理论可以简单地说明 C-F 电流的产生机制。图 7.15 给出太阳风粒子(电子和质子)透入磁层顶边界层的情况，地磁场方向垂直纸面向外(即 z 方向)。由于

$\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B}$ 力的作用，太阳风粒子在磁层顶边界区回旋半圈后还要返回太阳风，它们在磁层顶边界层形成一个由早晨到黄昏方向（y 方向）的电流。从上一节关于磁流体中电流的讨论可知，磁层顶的 C-F 电流是由太阳风等离子体产生的一种抗磁电流。

图 7.16(a)是向日面磁层顶 C-F 电流的三维示意图。为了模拟真实的磁层顶，既要考虑太阳风中的磁场，又要考虑磁层等离子体和磁层磁场的实际位形，从而使问题变得非常复杂。图 7.16(b)给出 C-F 电流的一个计算结果。

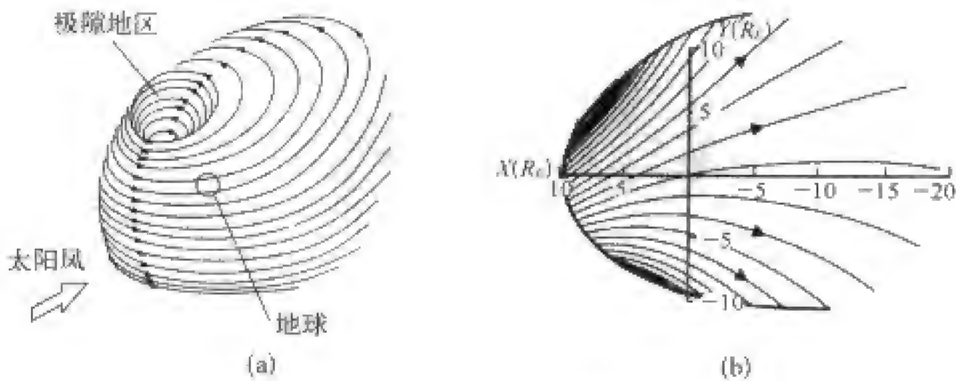


图 7.16　C-F 电流示意图及计算

(a) 向日面磁层顶 C-F 电流的三维示意图；(b) C-F 电流的一个计算结果。

在平静太阳风情况下，磁层顶离地球约 10 个地球半径，C-F 电流产生的地面磁场只有几 nT。由于 C-F 电流的结构类似于电离层 S_q 电流体系，所以，它在地球表面的磁场类似于太阳静日变化。当太阳风激波突然压缩磁层顶时，磁层顶 C-F 电流可以到达 5～6 个地球半径处，从而使地磁场突然增加，这就是磁暴急始的原因。

第六节　辐射带与赤道环电流

在内磁层，存在着三个区域：辐射带、等离子体层和环电流。它们在空间上重叠或部分重叠，但涉及不同能段的粒子；它们都是等离子体分布区，但有不同起源和特点；每个区域都进行着能量输运、积累和消耗过程，但动力学表现和空间天气效应大相径庭；这些区域的时变特征和空间拓扑结构

也很不相同。图 7.17 画出这三个区域中典型粒子的空间分布。

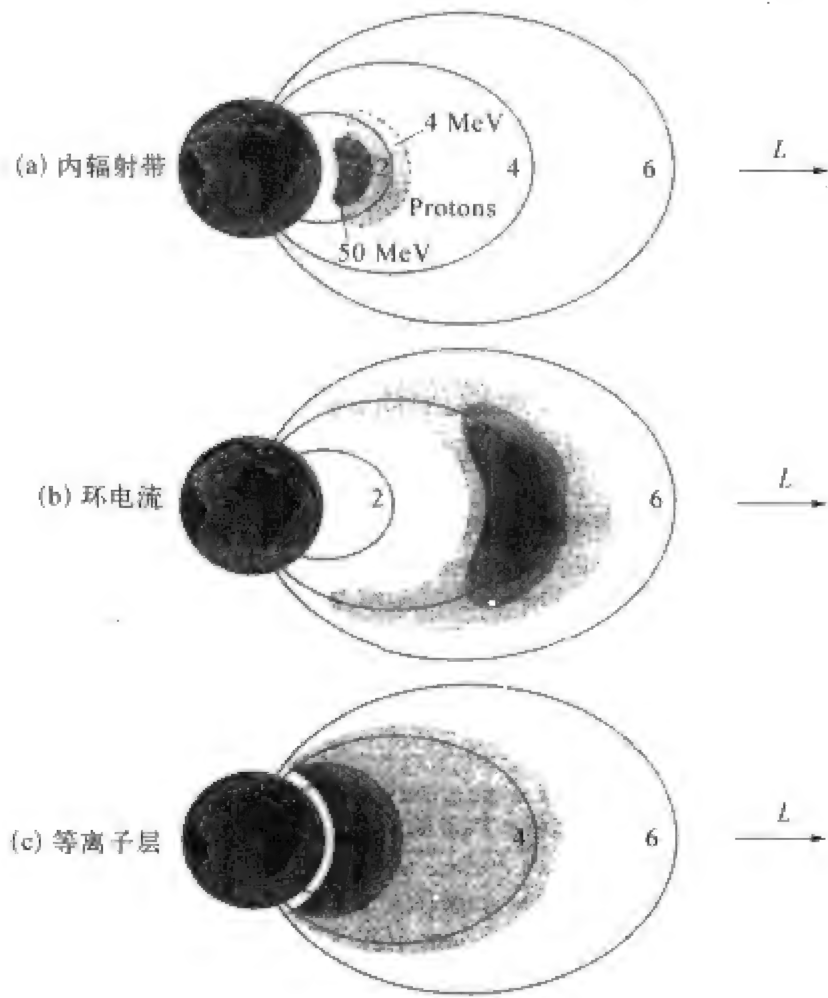


图 7.17 内磁层粒子的空间分布

(a) 内辐射带中高能质子的分布;(b) 环电流中粒子分布;(c) 等离子体层的粒子分布。

一、地球辐射带

空间探测表明,整个内磁层充满各种类型、各种能量的粒子。粒子最大通量的位置取决于粒子的类型、能量以及磁层状态。所谓辐射带是指这些能量粒子中的高能粒子部分:质子>1 MeV,电子>50 keV。图 7.17(a)是内辐射带质子通量剖面的一个例子,4 MeV 质子极大通量(10^{10} $m^{-2}s^{-1}$)出现在磁赤道面 $L=1.8$ 处,50 MeV 质子极大通量(10^8 $m^{-2}\cdot s^{-1}$)降低到 $L=1.5$ 处,而>1.6 MeV 电子极大通量则在 $L=3\sim4$ 之间。

内辐射带中极高能粒子的性质比较稳定,这表明粒子源和损失过程几

乎不随时间改变。普遍接受的粒子源是宇宙线反照中子衰变过程(CRAND，Cosmic Ray Albedo Neutron Decay)。宇宙起源的高能粒子与稠密大气碰撞，释放出高能中子，其中一部分中子在磁层扩散(中子反照)，并在辐射带衰变成质子和电子，它们随即被地磁场捕获而形成辐射带。辐射带粒子的相互作用截面非常小，所以寿命很长，例如，在2 000 km高空，20 MeV的质子可以在辐射带维持1年之久，在此期间，它可自由地进行拉莫尔回转、在南北镜点之间反弹以及绕地磁轴周向漂移。然而，尽管粒子运动甚快(2分钟绕地球一周)，但因这种粒子密度很小，所以生成的环电流可以忽略不计。

二、赤道环电流

早在本世纪初，查普曼就已经提出与现代理论非常接近的环电流形成机制，如图7.18(a)所示，这是从地球北极上空向下看到的赤道平面。由于太阳粒子流的压缩，地磁场被限制在一个空腔之内，在早晨一侧的腔壁上形成正电荷层，在黄昏一侧的腔壁上形成负电荷层，于是在地球后面的空腔内产生了一个大致均匀的晨昏向电场，电力线近似平行于赤道面。电场使腔壁电荷受到推斥，产生了一种离开壁面，并跨越到对面腔壁去的趋势。但是，只有当粒子的回旋半径可与空腔宽度相比拟时，粒子才能跳到对面。查普曼估计，空腔宽度为几个地球半径，而电子回旋半径只有3个地球半径左右，不足以跨越到对面腔壁，只能在磁场和电场作用下漂移；而质子回旋半径要大得多(约11个地球半径)，可以在经过很大的回旋路径后到达对面腔壁，从而形成跨越空腔尾部的电流，并最终形成围绕地球的赤道环电流，使地球附近磁场减小，如图7.18(b)所示。

1. 环电流粒子

环电流是内磁层中中等能量的粒子群：质子能量典型值为1～200 keV，电子能量低一个量级。这些中能粒子的最大通量和密度分布在$L=3\sim6$之间(图7.17(b))。粒子在地磁场中回旋、反弹和周向漂移，形成一个西向电流环带。粒子的寿命为几小时到几天，远大于回旋周期和反弹周期，但与周向漂移周期大致相同，所以周向漂移经常中断。

环电流粒子的一个显著特点是动态范围很大，在磁扰期间，几小时内粒子密度可以增大10倍以上，在某些能段甚至增加100倍，典型值为$10^6\sim10^7\ \mathrm{m}^{-3}$。与此同时，环电流中心向地球靠近，环电流内缘可以到达$L=2.5$的地方。

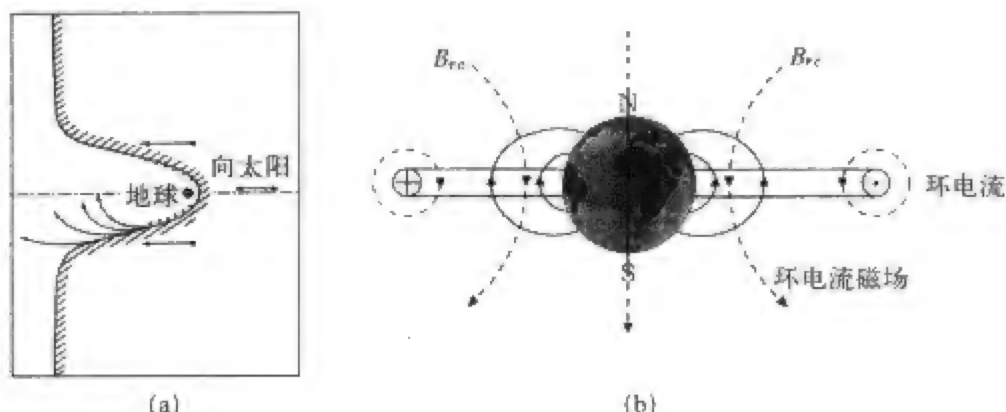


图 7.18 环电流形成机制

(a) 查普曼提出的环电流形成机制。积累在晨侧腔壁上的正电荷有运动到昏侧的趋势,同样,积累在昏侧腔壁上的负电荷有运动到晨侧的趋势,当条件适当时,就会生成环电流;(b) 环电流的简化图及其在地面产生的磁场扰动。

环电流粒子的成分变化很大,平静期环电流粒子的 90% 以上是质子,而在磁扰时,O^+ 大大增加,有时超过粒子总数的 50%。这表明电离层是磁扰环电流的一个源。

环电流粒子损失的一种机制是损失锥散射。由于碰撞和电磁波作用,有些环电流粒子散射进入损失锥,最后沉降到大气层而损失掉。

环电流粒子损失的主要机制是电荷交换碰撞。环电流高能离子在与地冕(逃逸层)中性粒子(主要是原子氢)碰撞时失去电荷,但仍持有能量,于是高能带电粒子变成高能中性原子,它不再受地磁场约束,大部分逃逸到行星际空间,小部分注入地球大气层,就这样它们带着能量一起从环电流中散失了,代替它们的是地冕氢原子转变而来的热质子。

利用高能中性原子不受地磁场束缚的特点,卫星携带的"高能中性原子成像仪"可以接收来自环电流的中性原子,并为环电流成像。图 7.19(见彩页 10)是环电流的中子成像。

2. 对称环电流的形成

磁层中的环电流是赤道面附近围绕地球的一个环形电流带,基本上以地磁赤道面为对称面,展布在一定纬度范围内。环电流的位置和宽度随地磁活动性而变化,一般分布在地心距 2～10 个地球半径的范围内。环电流的主体部分是西向电流,磁暴期间总强度可达几百万安培,因而引起地球磁场水平分量大幅度减小。

磁层环电流在地磁平静时也存在,但是在磁暴主相期间,磁尾等离子体片的带电粒子大量注入环电流,使环电流强度大大增加,并引起地面磁场水平分量大幅度下降。每一次增强的粒子注入都会造成一次地面磁场的显著

下降，并且往往伴随着极区亚暴。所以，Akasofu 认为，磁暴主相是一连串亚暴连续发生的结果。

磁暴主相的幅度与环电流粒子的总能量成正比。当磁暴幅度为100 nT时，环电流粒子能量可达 4×10^{15} J，这个能量略大于 3 个地球半径之外主磁场的总能量，由此可见磁暴期间磁层扰动的剧烈程度。

磁层环电流的形成机制是磁暴理论的核心问题。

磁层环电流是由来自磁尾等离子体片和电离层的带电粒子共同形成的，它是等离子体中退磁电流的又一个典型例子。接近地球的带电粒子被近似为偶极子场的地球磁场所捕获，按照图 7.8 所示的方式，一方面绕磁力线回旋，一方面在磁镜中进行反弹运动，同时绕地磁轴作周向漂移：质子向西，电子向东。环电流的主要部分正是由这种周向漂移产生的(图 7.20)。

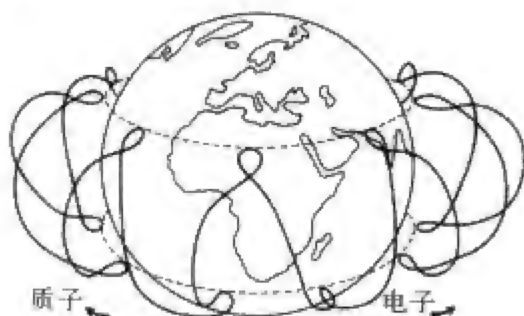


图 7.20　被地球偶极磁场捕获的电子与质子的三种运动

绕磁力线的拉莫尔回旋、在南北镜点之间的反弹运动、绕地磁轴的周向漂移。

为了认识磁层环电流形成的物理机制，可以采用单粒子理论，也可以用 MHD 理论，后者必须考虑压力的各向异性。下面我们用单粒子理论来考察一下带电粒子的磁场梯度-曲率漂移所产生的环电流。

令粒子的投射角(速度矢量与磁场的夹角)为 α，方程(7.48)所示的磁场梯度-曲率漂移速度可写成

$$\begin{aligned} \boldsymbol{v}_{\nabla B-c} &= \frac{m}{qB^4}\left(v_{/\!/}^2 + \frac{v_{\perp}^2}{2}\right)\boldsymbol{B}\times\nabla\left(\frac{B^2}{2}\right) \\ &= \frac{m}{qB^3}\left[(v\cos\alpha)^2 + \frac{1}{2}(v\sin\alpha)^2\right]\boldsymbol{B}\times\nabla B \\ &= \frac{mv^2}{2qB^3}(1+\cos^2\alpha)\boldsymbol{B}\times\nabla B \end{aligned} \tag{7.117}$$

以下只讨论赤道面内的情况。假定地磁场为偶极场(偶极矩为 M)，则赤道面只有 B_θ 分量，

$$B = -\frac{\mu_0 M}{4\pi r^3} \tag{7.118}$$

为了简便，我们省去磁场分量的下标 θ。于是可以得到

$$\boldsymbol{B} \times \nabla B = -B\hat{\boldsymbol{\theta}} \times \left(-\frac{3B}{r}\right)\hat{\boldsymbol{r}} = -\left(\frac{3B^2}{r}\right)\hat{\boldsymbol{\lambda}} \tag{7.119}$$

$\hat{\boldsymbol{\lambda}}$ 向东为正。将式(7.119)代入式(7.117),并且只考虑 $\alpha = 90^\circ$ 的情况,则有

$$\boldsymbol{v}_{\nabla B-c} = -\frac{3mv^2}{2qBr}\hat{\boldsymbol{\lambda}} = -\frac{3\varepsilon_0}{qBr}\hat{\boldsymbol{\lambda}} \tag{7.120}$$

$\varepsilon_0 = mv^2/2$ 是环电流带单个粒子的能量。一个位于 $r = 5R_E \approx 3.2 \times 10^7$ m 处的质子(或电子)$q = 1.6 \times 10^{-19}$C,$B = 3 \times 10^{-7}$T,其漂移速度为 $v_{\nabla B-c} = 2 \times 10^{18}\varepsilon_0$。如果 $\varepsilon_0 = 50$ keV $= 8 \times 10^{-15}$ J,则 $v_{\nabla B-c} \approx 16$ km/s。式(7.120)表明,正电荷向西漂移,负电荷向东漂移,从而形成一个西向环电流,如果环电流由能量相等的质子构成,则质子产生的电流密度

$$\boldsymbol{J} = nq\boldsymbol{v}_{\nabla B-c} = -\frac{3nmv^2}{2Br}\hat{\boldsymbol{\lambda}} = -\frac{3\varepsilon}{Br}\hat{\boldsymbol{\lambda}} \tag{7.121}$$

式中 n 是质子密度,$\varepsilon = nmv^2/2$ 是环电流带质子的动能密度,注意,这里的"动能密度"只与粒子回旋运动(包括垂直于磁场方向的速度分量 $v_\perp$ 和沿磁场方向的速度分量 $v_{//}$)有关,而与漂移速度 $\boldsymbol{v}_{\nabla B-c}$ 无关。如果考虑多种离子和电子,并考虑多种能量,仍可使用式(7.121),不过此时应将 ε 理解为各种粒子的总能量密度。

假定环电流近似为一个以地心为中心,半径为 r,横截面为 S 的均匀对称圆环,则环的体积 $V = 2\pi rS$。我们还假定整个圆环内磁场 B 为常数,近似等于地心距 r 处赤道磁场值。总电流 $\boldsymbol{I}$ 是电流密度 $\boldsymbol{J}$ 在环电流横截面 S 上的积分

$$\boldsymbol{I} = \int_S \boldsymbol{J}\mathrm{d}S = -\frac{3E}{2\pi r^2 B}\hat{\boldsymbol{\lambda}} \tag{7.122}$$

右端负号表示电流为西向,$E = \int \varepsilon \mathrm{d}V$ 是环电流带粒子的总动能。

利用电流环的磁场公式,可以得到上述环电流在地心原点处产生的磁场:

$$\boldsymbol{B}_D = \frac{\mu_0 I}{2r}\hat{\boldsymbol{z}} = -\frac{3\mu_0 E}{4\pi r^3 B}\hat{\boldsymbol{z}} \tag{7.123}$$

负号表明环电流的磁场在 $-z$ 方向,即与地球赤道磁场方向相反。例如当 $r = 5R_E$ 时,5 MA 的西向环电流可以使赤道地表水平磁场产生约 -100 nT 的变化。

上述带电粒子的梯度-曲率漂移产生的环电流称之为"漂移环电流"。

除此之外,带电粒子绕磁力线的回旋运动也会产生分布于同一空间的抗磁电流,它是环电流的一个重要组成部分,我们称之为"回旋环电流"。下面用磁偶极子模型来解释这一效应(图7.21)。

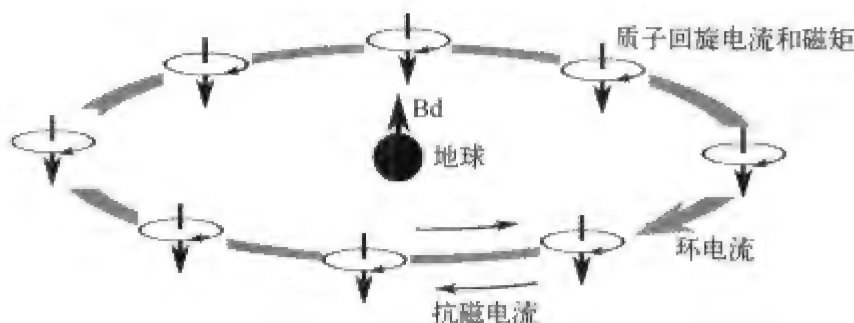


图7.21 环电流粒子(质子)回旋运动产生的电流和磁场
每个质子绕磁场回旋运动产生圆电流,等效于一个磁偶极子。所有带电粒子回旋运动的综合效应相当于一个磁偶极子环,它在环电流内侧和外侧分别形成东向和西向抗磁电流。

如果只考虑质子和 $\alpha=90^\circ$ 的情况,则单位体积内质子的回旋磁矩是

$$\boldsymbol{\mu}=-\frac{mnv^2}{2B}\hat{z}=-\frac{\varepsilon}{B}\hat{z}$$

该偶极子在地心处产生的磁场为

$$\delta\boldsymbol{B}_d=\frac{\mu_0\varepsilon}{4\pi Br^3}\hat{z}$$

电流环内全部粒子的总磁矩为

$$\boldsymbol{\mu}_T=-\frac{\mathrm{mn}v^2}{2B}V\hat{z}=-\frac{E}{B}\hat{z} \tag{7.124}$$

偶极子环在地球中心处产生的磁场为

$$\boldsymbol{B}_d=\frac{\mu_0 E}{4\pi Br^3}\hat{z} \tag{7.125}$$

将式(7.123)和式(7.125)相加,即得环电流在原点(地心)的磁场为

$$\Delta\boldsymbol{B}_T=\boldsymbol{B}_D+\boldsymbol{B}_d=-\frac{2\mu_0 E}{4\pi Br^3}\hat{z}=-\frac{2E}{M}\hat{z} \tag{7.126}$$

式中 M 是地球磁矩(见式(7.118))。这个公式叫 Dessler-Parker-Sckopke 关系,它表明,环电流产生的磁场与地球磁矩和环电流粒子的总能量有关。即使对于真实的密度、投射角和能量分布,这个关系也大体适用。由式(7.126)

可以看出，当 $\Delta \boldsymbol{B}_T$ 约为 100 nT 时，注入环电流的能量 E 约为 4×10^{15} J。

回旋环电流不仅存在于环电流内外侧表面（图 7.21），而且存在于环电流内部。图 7.22(a)表示沿弯曲磁力线回旋的质子，由于磁力线的弯曲，内侧东向电流密度大而外侧西向电流密度小，结果在相邻磁力线之间有一个东向电流 $\boldsymbol{I} \sim -\boldsymbol{B}\times\nabla B/B^2 \sim 1/\rho_c$，它与梯度-曲率漂移产生的西向环电流刚好相反。

此外，在回旋环电流中还有一部分与环电流粒子密度梯度有关。同一点两侧的同类粒子在该点产生相反的磁场，如果两侧的粒子密度不同，则相反磁场不能完全抵消，未抵消的部分构成环电流的一部分。图 7.22(b)显示，在密度极大区的内外两侧，分别形成东向和西向的电流。

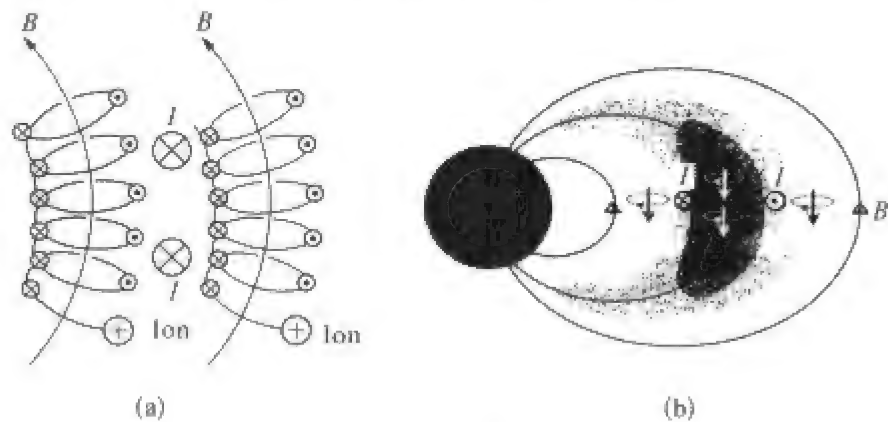


图 7.22 回旋环电流的两种附加成分

(a) 磁力线弯曲引起的回旋环电流，粒子回旋产生的电流在弯曲磁力线的内侧大于外侧，结果在相邻磁力线之间有一个东向电流；(b) 密度梯度引起的回旋环电流。

考虑到以上各种因素，可以计算出环电流的分布，如图 7.23 所示。可以看到，西向电流是环电流的主体部分，而在离地面较近的环电流内缘有东向电流。环电流在地面产生的磁场扰动近似平行于地磁轴。

3. 部分环电流的形成

磁暴期间地面磁扰的不对称分布告诉我们，磁层环电流强度并不是在所有经度面内都相同，因此它可分为对称环电流和部分环电流两部分。前者环绕地球一周基本呈对称分布，如前所述；后者只分布在一定经度范围内，而未形成闭合圆环。两部分电流形成的地磁场变化也不相同。

环电流中子成像图 7.19 也清楚地显示出，除了对称环电流外，还存在部分环电流，它是造成磁暴场经度不对称的主要原因。

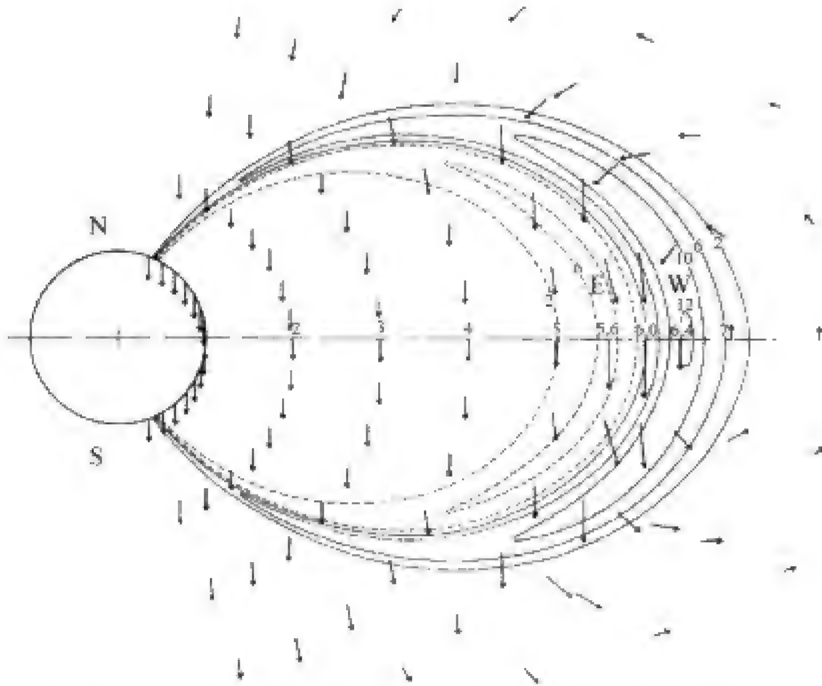


图 7.23 赤道环电流的分布以及环电流产生的磁场扰动

图中 E 和虚线等值线表示东向环电流，W 和实线等值线表示西向环电流，箭头表示环电流产生的磁场。

部分环电流的形成取决于磁层等离子体的初始分布状态。当磁层等离子体分布状态不同时，带电粒子漂移会形成不同形式的环电流结构。图 7.24给出内磁层三种有代表性的等离子体分布情况(带点的区域表示等离子体的密度)。假定初始状态均为电中性状态，并且为了简单起见，假定没有 $\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{B}$ 漂移而只有梯度-曲率漂移。图 7.24(a)表示沿粒子漂移路径等离子体均匀分布的情况，离子西漂，电子东漂，漂移路径如短虚线所示。对于投射角为 90°的粒子，这些漂移路径就是等磁场强度线。由图可以看到，质子西漂和电子东漂共同形成西向对称环电流，如带箭头的长虚线所示。在此情况下，漂移电流无散，所以没有场向电流。图 7.24(b)表示磁层等离子体初始分布不均匀的情况，晨侧密度大于昏侧密度，此时，晨侧的部分环电流必须经过电离层而闭合：子夜附近场向电流流入电离层，正午附近流出电离层，如直箭头所示。图 7.24(c)表示磁层等离子体初始分布有子夜-正午不对称性的情况，这种不对称性是磁层中晨-昏电场(如图中从右向左的箭头 $\boldsymbol{E}$ 所示)使磁层等离子体整体向日流动的结果。在此情况下，形成了一个以子夜为中心的夜侧部分环电流，它经由场向电流与极区电离层电流闭合：场向电流在黄昏一侧流入电离层，早晨一侧流出电离层，这就是 2 区场向电流。

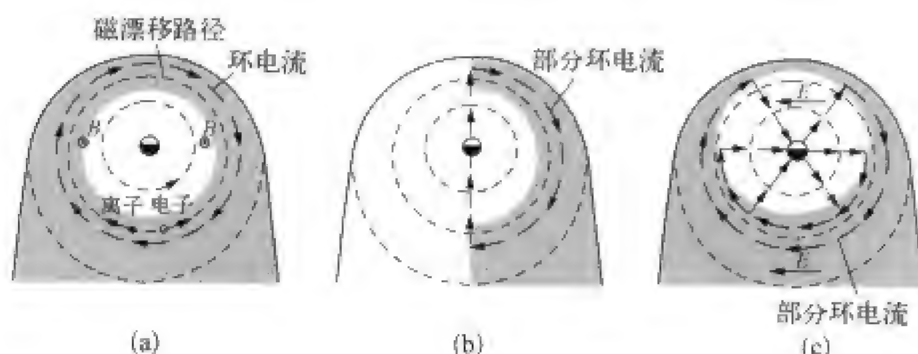


图 7.24 内磁层三种典型的等离子体分布情况以及对应的环电流

(a) 当磁层等离子体均匀分布时，形成对称环电流；(b) 当磁层等离子体初始分布不均匀，晨侧密度大于昏侧密度时，形成晨侧部分环电流，它经由电离层而闭合：子夜附近场向电流流入电离层，正午附近流出电离层；(c) 当磁层等离子体初始分布有子夜-正午不对称性时，形成一个夜侧部分环电流，它经由极区电离层闭合：场向电流在黄昏一侧流入电离层，早晨一侧流出电离层。

三、等离子体层

等离子体层是内磁层中的一个重要区域，这里的等离子体密度大（$n \geqslant 10^8\ m^{-3}$）而温度低（$E \leqslant 1$ eV），它是电离层到外磁层的过渡区。等离子体层底（即电离层顶）是原子氧为主到原子氢为主的过渡带，大致在 500～2 000 km。由于成分主要为氢，所以等离子体层也叫质子层。等离子体层顶的密度梯度很大，位置随磁层活动而变，一般在 $L=4\sim6$ 处（地面纬度 60°～65°）。

这里的粒子也有拉莫尔回旋、镜点反弹和周向漂移三种运动，但主要是回旋。因为等离子体层中库仑碰撞的时间常数很小，即使在等离子体层最外层密度小的地方，它也不到半小时；而对质子来说，三种运动的周期分别为 0.1 秒、2 小时和>40 年（见表 7.4）。换言之，即使在等离子体层最稀薄的外层，质子在一个反弹周期中也要经历 4 次碰撞，在稠密的等离子体层内部，碰撞更为频繁，更不用说周向漂移。

等离子体层中的粒子被牢牢地束缚在磁力线上，在 $L=3$ 的赤道面，$T=5\,000$℃ 质子回旋半径约为 60 m，电子只有 1.5 m，在 L 小的地方，回旋半径更小。

观测表明，等离子体层随地球一起旋转。这一整体共旋现象无法用等离子体粒子与中性大气粒子碰撞作用来解释，因为这种碰撞摩擦力会引起径向漂移。这种共旋现象也不能用梯度-曲率漂移来解释，一来因为漂移速度太小，二来因为正负粒子漂移相反，不能产生所要求的双极漂移。唯一的

解释是在磁层坐标系中有一个指向地心的共旋电场，使 $\boldsymbol{E} \times \boldsymbol{B}$ 漂移速度等于地球自转速度。

这个电场是在电离层发电机区产生的。这里的中性大气非常稠密，并与地球共旋，足以通过摩擦力迫使电离层与它一起随地球向东共旋。导电的电离层在磁场中运动必然产生指向赤道的发电机电场 $\boldsymbol{E} = -\boldsymbol{v}_{cor} \times \boldsymbol{B}$（在非共旋磁层中观测），该电场沿着磁力线传到等离子体层，在等离子体层中建立共旋电场，引起等离子体层共旋(图 7.25)。

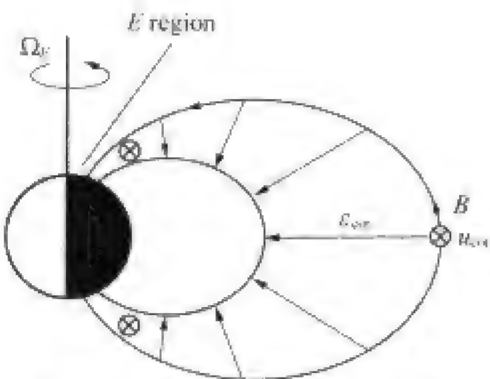


图 7.25 用以说明共旋电场产生原理的电离层/等离子体层的子午剖面

电离层与地球一起向东旋转，产生指向赤道的发电机电场 $\boldsymbol{E} = -\boldsymbol{v}_{cor} \times \boldsymbol{B}$，该电场沿磁力线影射到等离子体层，引起等离子体层共旋运动。

第七节 磁 尾 电 流

磁尾电流是磁层中空间尺度最大的电流体系，它与磁层形成极长的磁尾有密切关系。由于太阳风质量、动量和能量向磁层传输主要发生在磁尾，所以研究磁尾电流对于认识这种传输过程十分重要。

磁尾电流也是极光带电流的主要来源，在亚暴期间磁尾电流沿磁力线流入电离层，在极区电离层形成复杂的电流体系，并产生剧烈的地磁扰动。

磁尾电流由中性片电流和磁尾磁层顶电流两部分组成。前者在磁尾中性片由早晨一侧流向黄昏一侧，到达磁层边界后，电流沿磁尾磁层顶返回早晨一侧，从而形成了两个分别包围南、北磁尾瓣的半圆柱形电流管，如图 7.26所示。

在向着地球的一端，磁尾电流系的两部分分别与环电流和 C-F 电流系相邻(见图 7.11)，在远磁尾则可延伸很远。磁尾电流在地球表面产生的磁场比较均匀，而且，由于磁尾电流远离地球，所以地面磁场较小，一般约为 10 nT 量级。

用粒子轨道理论可以形象地说明磁尾电流形成的物理机制，下面介绍两种常用的模型。

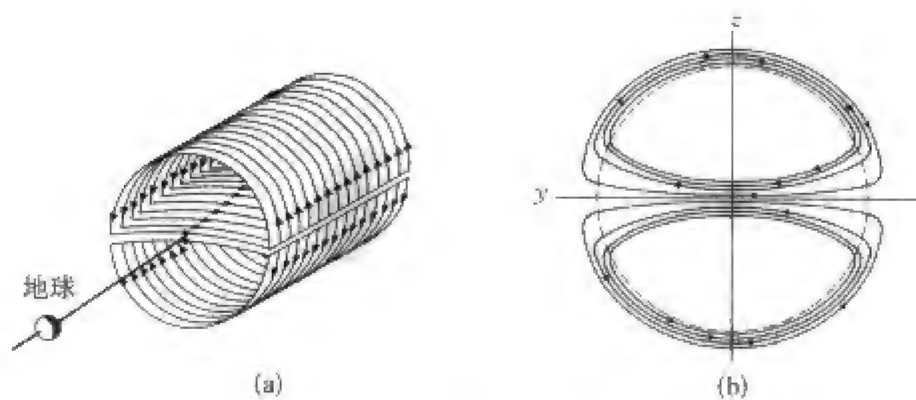


图 7.26　磁尾电流示意图

(a) 等离子体均匀分布的情况磁尾电流结构示意图；(b) 从磁尾朝太阳方向看磁尾电流。

1. 无边界、无电场的一维哈里斯模型(Harris,1962)

由于磁尾延伸很长，我们可以不考虑它沿长度方向（即 x 方向）的变化。为了简单起见，我们也不考虑它在晨昏方向（y 方向）的变化，并假定磁尾磁场只有沿 x 方向的分量，北磁尾瓣的磁场向地球，南磁尾瓣的磁场背离地球。在这个模型中，磁场和等离子体压力按如下规律分布（图 7.27，从磁尾向太阳方向看）

$$\begin{cases} \boldsymbol{B}(z) = B_0 \tanh\left(\dfrac{z}{h}\right)\hat{\boldsymbol{x}} \\ p(z) = p_0 \operatorname{sech}^2\left(\dfrac{z}{h}\right) \end{cases} \tag{7.127}$$

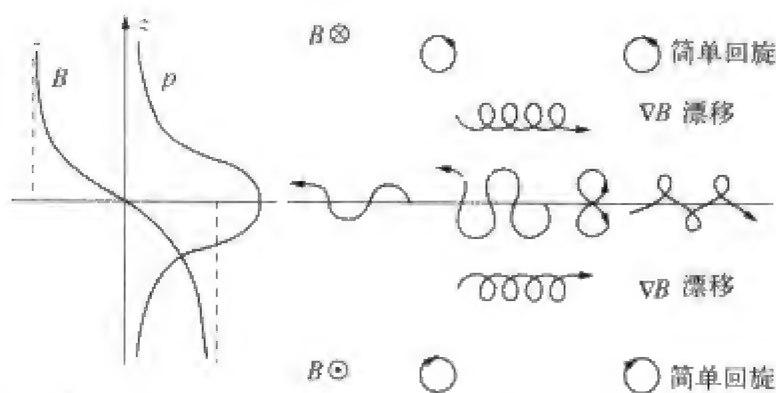


图 7.27　一维磁尾模型(哈里斯,1962)

左图：磁场和压力分布；右图：三个区域中正离子运动轨迹。

在中性面上（$z=0$），磁场为零，等离子体密度最大。随着离开中性面距离的增加，磁场逐渐增加，并很快趋于常数 B_0，与此同时，等离子体密度逐渐

减小。在任何地方,磁压力与等离子体压力之和等于常数。

在这个模型中,磁尾可以分为三个区域:均匀磁场区(远离中性面处)、磁场梯度区和零磁场区(中性面附近)。在均匀磁场区,粒子只作简单回旋运动。在磁场梯度区,正离子的梯度漂移向右,电子的梯度漂移向左。初看起来,这种漂移运动似乎应该形成一个向右的电流,但实际上净电流是向左的。这是因为任意一点的净电流是通过该点的所有粒子电流的总和,离中性片远的正离子从左向右通过该点,所贡献的电流是向右的,离中性片近的正离子从右向左通过该点,所贡献的电流是向左的,而后者的密度比前者大,所以净电流向左,这就是抗磁电流(参看图 7.9)。当粒子通过中性面零磁场区时,轨道变得类似于 8 字形,粒子可能向右漂移,也可能向左漂移,取决于粒子通过中性面时的投射角。从投射角分布来看,向左漂移的正离子占多数,所以也会产生向左(即晨昏向)的净电流。

2. 有边界、有电场的阿尔文模型(Alfven,1968)

考虑到磁尾在 y 方向有边界和磁尾存在晨昏电场的实际情况,阿尔文讨论了图 7.28 的模型。在这个模型中,磁场分布与图 7.27 所示的情况相同,磁尾宽度假定为 L,晨昏电场为 $\boldsymbol{E} = E_0\hat{\boldsymbol{y}}$。粒子的电场漂移从上下两边向着中性片,当粒子到达中性片无磁场区时,它们在电场的作用下加速运动,正离子向左,电子向右,形成了从左向右的晨昏向电流。

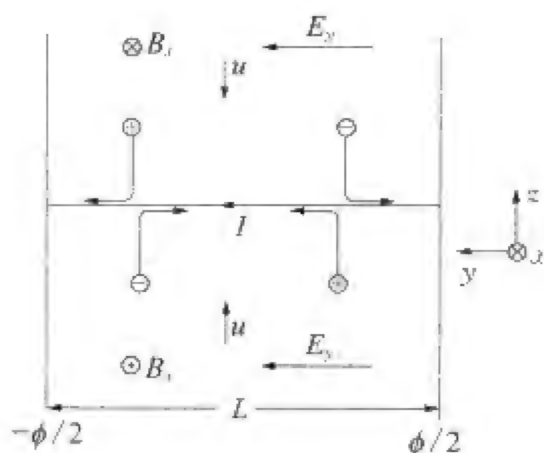


图 7.28 阿尔文磁尾模型

第八节 场向电流

场向电流是 1908 年伯克兰在极光试验的基础上提出的设想,所以又叫伯克兰电流,它是磁层-电离层系统中沿磁力线流动的一种重要的电流体系。它把电离层与磁层联系起来,在磁鞘-磁层和电离层-热层之间传输应力,使磁层与电离层构成一个统一的、互相耦合的动力学体系。在这个系统

中，电离层就像一个巨大的电视屏幕，把磁层中的过程和现象反映和表现出来，并被地面仪器观测到，从而使远磁层的地面监测成为可能。另一方面，电离层绝不仅仅是一个简单的负载，只能被动地接受和消耗磁层输入的能量；它还是一个主动因素，把电离层电场和运动通过磁力线反馈到磁层，影响着磁层中的动力学过程，甚至影响着太阳风和磁层的重联过程。

一、场向电流的分区

图 7.29(a)是从北极上空向下看时，场向电流和与之伴随的极区电离层晨昏电场示意图，虚线和实线表示的纬度圈分别是 1 区和 2 区场向电流的中心位置，带叉圆圈表示场向电流流入电离层，带点圆圈表示场向电流流出电离层，箭头表示电场。图 7.29(b)是由卫星观测得到的场向电流分布，黑色区域表示电流流入电离层，白色表示电流流出电离层，所用坐标系是地方时-不变纬度坐标系。大尺度场向电流位于 65°～80°纬度带内，基本上沿极光带分布，其中心相对于纬度圈向夜侧移动 4°左右。

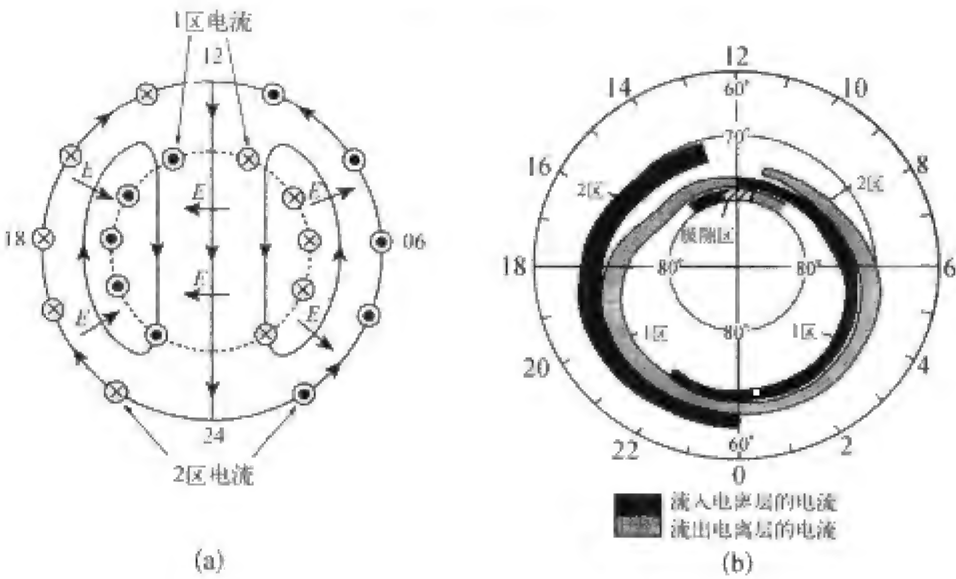


图 7.29 场向电流分布示意图

(a) 场向电流和与之伴随的极区电离层晨昏电场。虚线和实线表示的纬度圈分别是 1 区和 2 区场向电流的中心位置，带叉圆圈表示场向电流流入电离层、带点圆圈表示场向电流流出电离层，箭头表示电场；(b) 由 Triad 卫星观测得到的场向电流分布。黑色表示流入电离层，白色表示流出电离层。

场向电流大致可分为三个区：1 区、2 区和 3 区(极隙区)。1 区场向电流分布在较高的纬度带，从早晨一侧流入电离层，从黄昏一侧流出电离层，最强的电流分布在地方时 0700～0900 和 1300～1500 之间。2 区场向电流

分布在较低的纬度带，进出方向与1区相反，即从黄昏一侧流入，从早晨一侧流出。极隙区场向电流纬度最高，集中在中午附近80°纬度处的磁层极隙区，一般在午后流入电离层，午前流出电离层，其方向和强度随行星际磁场而变化。

在地磁场平静期间，场向电流较弱，流入1区的场向总电流约为1.6 MA，流入2区的场向总电流约为1.1 MA。但是在扰动期间（$|AL|>100\ nT$），流入1区和2区的场向总电流分别增强到约2.7 MA和约2.5 MA，典型的电流密度约为0.5～2 $\mu A/m^2$，1区最大电流密度可超过5 $\mu A/m^2$，2区电流密度在夜间近似等于1区电流密度，在白天约为1区的1/3到1/4。同时，整个场向电流区向低纬移动，纬度展布增宽几度，电流分布也变得非常复杂。

场向电流不仅存在于高纬地区，也存在于中低纬地区。在冬至和夏至月份，南北半球电导率的差异会使共轭点产生电位差，于是就有场向电流沿磁力线流动，以消除这些电位差。

二、场向电流在磁层中的回路

场向电流必须与电离层电流和磁层电流构成闭合回路。图7.30是一种可能的回路：在磁层中，1区场向电流沿磁力线与较远的磁尾等离子体片电流相连，2区场向电流则与离地球较近的部分环电流相连。图7.31表示亚暴电流楔的结构，在亚暴期间，磁尾中性片电流中断，通过场向电流与电离层电流相连，构成回路。

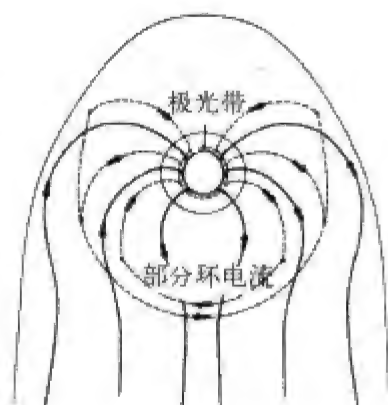


图7.30 场向电流与电离层电流和磁层电流构成的闭合回路

1区场向电流与磁尾等离子体片电流相连，2区场向电流与部分环电流相连。

应该指出的是，关于场向电流与磁尾电流以及环电流的连接回路，有许多方案，目前尚无统一定论。上面所说的只是一些可能的回路。

三、场向电流在电离层中的回路

场向电流注入电离层后，在电离层形成复杂的电场和电流体系，从而引起剧烈的地磁场变化，成为地磁亚暴的根本原因。

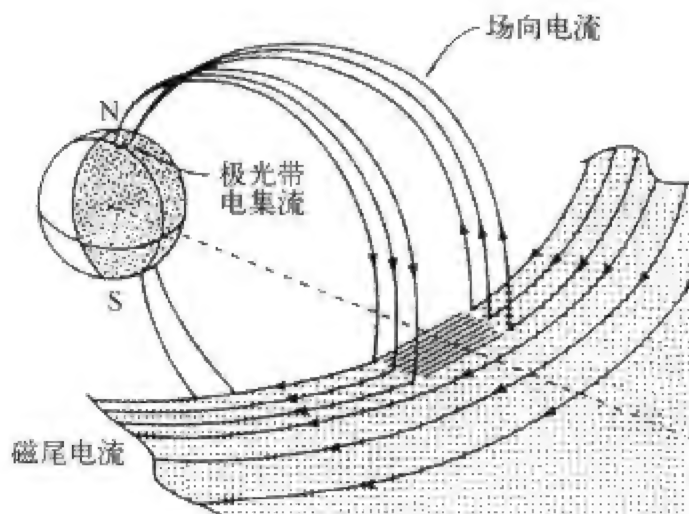


图 7.31 亚暴电流楔的结构

在电离层中，场向电流的三个区域确定了一个环绕极盖的卵形带，称作极光卵，1 区和 2 区场向电流构成了极光卵的高纬和低纬边界。1 区场向电流围绕的区域叫极盖区。在极光卵内，极光频繁发生，并有强大的极光电集流沿带流过。

由于场向电流 $\boldsymbol{J}_{//}$ 沿磁场流动，所以 $\boldsymbol{J}_{//} \times \boldsymbol{B} = 0$，这是一种与"无力磁场"位形有关的电流。场向电流不出现在动量方程中，所以我们必须从麦克斯韦方程来求 $\boldsymbol{J}_{//}$。

令 $\boldsymbol{J} = \boldsymbol{J}_{\perp} + \boldsymbol{J}_{//}$，由 $\nabla \times \boldsymbol{B} = \mu_0 \boldsymbol{J}$ 可得 $\nabla \cdot \boldsymbol{J} = 0$，即

$$-\nabla \cdot \boldsymbol{J}_{\perp} = \nabla \cdot \boldsymbol{J}_{//} = \nabla \cdot \left(J_{//} \frac{\boldsymbol{B}}{B}\right) = B \frac{\partial}{\partial s}\left(\frac{J_{//}}{B}\right) \tag{7.128}$$

式中 $\partial/\partial s = (\boldsymbol{B}/B) \cdot \nabla$ 表示沿磁场方向的梯度算子。如果已知垂直于磁场的电流分量 $\boldsymbol{J}_{\perp}$，沿磁场积分上式，则可以求出 $\boldsymbol{J}_{//}$。

磁层大尺度对流及其伴随的对流电场通过磁力线映射到电离层，在电离层形成极盖区背日流动，晨侧和昏侧极光带向日流动的双涡对流图案。当电离层等离子体流动时，在高度较低的 E 区域，带电粒子与中性粒子发生碰撞，碰撞一方面使等离子体的流动受到阻滞和拖曳，另一方面，又驱动原来静止的热层中性大气，并使中性大气变热。

作为一级近似，我们可以假定热层中性大气相对于地球参考系处于静止状态，考虑定常情况下的冷等离子体（$p_i = p_e = 0$），由式(7.110)可得确定离子速度 $\boldsymbol{u}_i$ 的力平衡方程

$$e(\boldsymbol{E}+\boldsymbol{u}_{\mathrm{i}}\times\boldsymbol{B})=m_{\mathrm{i}}\nu_{\mathrm{in}}\boldsymbol{u}_{\mathrm{i}} \tag{7.129}$$

式中 $\boldsymbol{E}$ 和 $\boldsymbol{B}$ 是电场和磁场，m_{i} 是离子质量，ν_{in} 是离子和中性大气粒子的碰撞频率（在电离层中，离子与中性粒子的碰撞是主要的）。上式两端叉乘 $\boldsymbol{B}$，可以得到垂直于磁场方向的速度 $\boldsymbol{u}_{\mathrm{i}\perp}$

$$\boldsymbol{u}_{\mathrm{i}\perp}=\frac{1}{\left[1+\left(\frac{\nu_{\mathrm{in}}}{\omega_{\mathrm{i}}}\right)^2\right]}\left[\frac{\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{B}}{B^2}+\left(\frac{\nu_{\mathrm{in}}}{\omega_{\mathrm{i}}}\right)\frac{\boldsymbol{E}}{B}\right] \tag{7.130}$$

式中 $\omega_{\mathrm{i}}=eB/m_{\mathrm{i}}$ 是离子的回旋频率。

我们看到，离子的垂直速度有两个分量，方程右端第一项表示在 $\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{B}$ 方向上的漂移速度，碰撞使该漂移速度减慢，减慢的程度取决于 $\nu_{\mathrm{in}}/\omega_{\mathrm{i}}$。当高度增加时，$\nu_{\mathrm{in}}$ 迅速减小，漂移速度很快趋近于极限值 E/B；随着高度降低，ν_{in} 迅速增大，而 ω_{i} 变化不大（因为在电离层高度范围内，磁场 B 变化不大），所以，在 $\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{B}$ 方向上的离子漂移速度随高度降低而迅速减小。在高度约 125 km处，$\nu_{\mathrm{in}}\approx\omega_{\mathrm{i}}$，$\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{B}$ 方向上的离子漂移速度为 $E/(2B)$。方程右端第二项表示离子在电场 $\boldsymbol{E}$ 方向上的运动。在高度约为 125 km 处（$\nu_{\mathrm{in}}\approx\omega_{\mathrm{i}}$），达到最大值 $E/(2B)$，与 $\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{B}$ 漂移速度相等。由此向上和向下，电场方向运动速度均逐渐减小。

类似的讨论也适用于电子。不过，电子的比值 $\nu_{\mathrm{en}}/\omega_{\mathrm{e}}$ 在整个电离层都很小，所以，电离层电子运动基本上是 $\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{B}$ 漂移：

$$\boldsymbol{u}_{\mathrm{e}\perp}=\frac{1}{\left[1+\left(\frac{\nu_{\mathrm{en}}}{\omega_{\mathrm{e}}}\right)^2\right]}\left[\frac{\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{B}}{B^2}-\left(\frac{\nu_{\mathrm{en}}}{\omega_{\mathrm{e}}}\right)\frac{\boldsymbol{E}}{B}\right] \tag{7.131}$$

由离子和电子的运动特点可以得出一个重要结论：电流主要在低电离层流动，电流密度是

$$\begin{aligned}\boldsymbol{j}_{\perp}=ne(\boldsymbol{u}_{\mathrm{i}\perp}-\boldsymbol{u}_{\mathrm{e}\perp})&=\frac{ne}{\left[1+\left(\frac{\nu_{\mathrm{in}}}{\omega_{\mathrm{i}}}\right)^2\right]}\left[\frac{\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{B}}{B^2}+\left(\frac{\nu_{\mathrm{in}}}{\omega_{\mathrm{i}}}\right)\frac{\boldsymbol{E}}{B}\right]\\&\quad-\frac{ne}{\left[1+\left(\frac{\nu_{\mathrm{en}}}{\omega_{\mathrm{e}}}\right)^2\right]}\left[\frac{\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{B}}{B^2}-\left(\frac{\nu_{\mathrm{en}}}{\omega_{\mathrm{e}}}\right)\frac{\boldsymbol{E}}{B}\right]\\&=\sigma_P\boldsymbol{E}+\sigma_H\hat{\boldsymbol{B}}\times\boldsymbol{E}\end{aligned} \tag{7.132}$$

式中

$$
\begin{aligned}
\sigma_P &= ne^2\left[\frac{1}{m_e\nu_{en}}\left(\frac{\nu_{en}^2}{\nu_{en}^2+\omega_e^2}\right)+\frac{1}{m_i\nu_{in}}\left(\frac{\nu_{in}^2}{\nu_{in}^2+\omega_i^2}\right)\right] \\
\sigma_H &= ne^2\left[\frac{1}{m_e\nu_{en}}\left(\frac{\omega_e\nu_{en}}{\nu_{en}^2+\omega_e^2}\right)-\frac{1}{m_i\nu_{in}}\left(\frac{\omega_i\nu_{in}}{\nu_{in}^2+\omega_i^2}\right)\right]
\end{aligned}
\tag{7.133}
$$

分别叫做皮德森电导率和霍尔电导率，相应的电流叫皮德森电流和霍尔电流。式(7.133)括号中的部分分别叫做电子和离子的皮德森迁移率和霍尔迁移率。

第九节 电离层电流

电离层电流集中分布在 90～150 公里高度范围内，是最接近地面的电流体系，因此它也是绝大多数地面地磁变化的直接原因：S_q 和 L 等地磁场平静变化是由电离层等离子体在地磁场中运动的发电机过程产生的，亚暴时的剧烈磁场扰动是场向电流注入电离层后，驱动西向和东向极光带电集流而产生的，赤道带的“洪伽约现象”起源于该处特殊的水平磁场位形和东西向电离层电场产生的赤道电集流。

当我们讨论电离层电流时，必须考虑它与磁层等离子体的差别。电离层有三个显著特点，一个是它的密度很大，因此粒子之间的碰撞效应不可忽略，碰撞要引起动量传输，于是电导率和焦耳加热就有意义了。另一个特点是中性粒子构成电离层的优势成分，低电离层更是如此，于是中性成分的运动（中性风）对电离层等离子体的运动起着不可忽视的作用。第三个特点是电离层等离子体因地磁场的存在而呈现各向异性，这种各向异性的程度和表现随高度而变化，所以，同样的电场在不同高度引起的电流体系有很大差异。考虑到这些特点，当我们研究电离层电动力学问题时，需要使用广义欧姆定律和表现各向异性的电导率张量。

一、广义欧姆定律

导电介质中的电流 $\boldsymbol{J}$ 决定于电场 $\boldsymbol{E}$ 和电导率 σ，它们的关系可以用欧姆定律 $\boldsymbol{J}=\sigma\cdot\boldsymbol{E}$ 来描述。在电离层情况下，导电介质是在地磁场 $\boldsymbol{B}$ 中由电子、离子和中性粒子组成的磁化等离子体，在这种介质中，电流不一定沿

电场方向流动，因而标量电导率需代之以张量电导率。其次，电离层介质处于不停的流动状态，因此，除了因电荷积累而产生的静电场 $\boldsymbol{E}_s$ 外，还有因导电介质切割磁力线运动产生的感应电场 $\boldsymbol{E}_i = \boldsymbol{u} \times \boldsymbol{B}$。为了描述这种情况下的电流与电场的关系，必须把简单欧姆定律修正为 MHD 流体中的广义欧姆定律：

$$\boldsymbol{J} = \sigma \cdot \boldsymbol{E} = \sigma \cdot (\boldsymbol{E}_s + \boldsymbol{E}_i) = \sigma \cdot (-\nabla \Phi + \boldsymbol{u} \times \boldsymbol{B}) \qquad (7.134)$$

式中 Φ 是静电位，$\boldsymbol{E}_s = -\nabla \Phi$。

二、电离层电导率

为了简单起见，我们考虑由电子和一种单电荷离子（还有中性粒子）组成的等离子体，并选取直角坐标系 xyz，磁场沿 z 方向，即 $\boldsymbol{B} = (0,0,B)$，电场在 xz 平面内，$\boldsymbol{E} = (E_x, 0, E_z)$，于是电离层电导率张量可以写成

$$\sigma = \begin{bmatrix} \sigma_1 & -\sigma_2 & 0 \\ \sigma_2 & \sigma_1 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_0 \end{bmatrix} \qquad (7.135)$$

式中，

$$\begin{cases} \sigma_1 = \dfrac{ne}{B}\left[\dfrac{\omega_i \nu_{in}}{(\omega_i^2 + \nu_{in}^2)} + \dfrac{\omega_e \nu_{en}}{(\omega_e^2 + \nu_{en}^2)}\right] \\ \sigma_2 = \dfrac{ne}{B}\left[\dfrac{-\omega_i^2}{(\omega_i^2 + \nu_{in}^2)} + \dfrac{\omega_e^2}{(\omega_e^2 + \nu_{en}^2)}\right] \\ \sigma_0 = \dfrac{ne}{B}\left[\dfrac{\omega_i}{\nu_{in}} + \dfrac{\omega_e}{\nu_{en}}\right] \end{cases} \qquad (7.136)$$

式中 e 是电子电量，n 是电子密度，ν_{in} 和 ν_{en} 分别是电子、离子与中性大气粒子的碰撞频率，ω_i，ω_e 分别是离子和电子的回旋角频率。欧姆定律可以写成

$$\boldsymbol{J} = \sigma \cdot \boldsymbol{E} = \sigma_1 E_x \hat{\boldsymbol{x}} + \sigma_2 E_x \hat{\boldsymbol{y}} + \sigma_0 E_z \hat{\boldsymbol{z}}$$

σ_1 叫做皮德森电导率（Pedersen conductivity），又记作 σ_P，它使电流在垂直于磁场的电场分量方向流动，因此要消耗能量，产生焦耳热；σ_2 叫做霍尔电导率（Hall conductivity），又记做 σ_H，它使电流在既垂直于磁场又垂直于电场的方向流动，即在 $\boldsymbol{B} \times \boldsymbol{E}$ 方向（而不是 $\boldsymbol{E} \times \boldsymbol{B}$ 方向）流动。因而不消耗能量，不产生焦耳热；σ_0 叫做平行电导率（parallel conductivity），又记作

$\sigma_{//}$，它使电流在磁场方向流动，由于 $\sigma_{//}$ 与磁场无关，所以它就是普通的电导率。需要特别指出的是，在有些文献和书籍中取 ω_e 为负值，因此在式(7.136)中与 ω_e 有关的项需要改变正负号。

考虑等离子体中的静电场和感应电场，广义欧姆定律可以更一般地写成

$$\boldsymbol{J} = \sigma_P(\boldsymbol{E}_\perp + \boldsymbol{u}\times\boldsymbol{B}) + \sigma_H\frac{\boldsymbol{B}}{B}\times(\boldsymbol{E}_\perp + \boldsymbol{u}\times\boldsymbol{B}) + \sigma_{//}\boldsymbol{E}_{//} \quad (7.137)$$

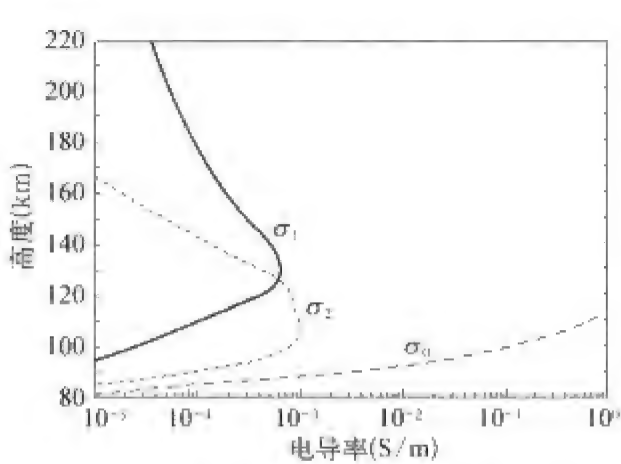


图 7.32 中纬度夏季正午电离层电导率随高度的变化

电离层电导率的计算需要知道中性和电离成分的密度、温度等参数。图7.32是中纬度夏季正午电离层电导率随高度的变化。

由图可以看出，沿磁场方向的电导率 σ_0 远大于垂直于磁场的皮德森电导率 σ_P 和霍尔电导率 σ_H，这意味着电场 $\boldsymbol{E}_{//}$一般远小于 $\boldsymbol{E}_\perp$。在高纬度地区，磁力线近似沿垂直方向，所以电离层电场基本是水平的。在中低纬地区，如果忽略不计流入和流出电离层的电流，则电离层电流主要在水平方向流动，水平电场是电流的控制因素。由于磁力线一般并不垂直于电离层，所以需要由 σ_1 和 σ_2 计算出沿电离层面的水平方向电导率。

在地磁学中，通常采用(r,θ,λ)球坐标系，这里，r 是地心距，向外为正；θ 是余纬，向南为正；λ 是经度，向东为正。在这个坐标系中，水平电导率张量可以表示为

$$\sigma = \begin{pmatrix} \sigma_{\theta\theta} & \sigma_{\theta\lambda} \\ \sigma_{\lambda\theta} & \sigma_{\lambda\lambda} \end{pmatrix} \quad (7.138)$$

分量 $\sigma_{\theta\theta}$，$\sigma_{\lambda\lambda}$，$\sigma_{\theta\lambda}$ 与 σ_1，σ_2 有如下关系：

$$\begin{cases} \sigma_{\theta\theta} = \dfrac{\sigma_1\sigma_0}{q} \\ \sigma_{\theta\lambda} = -\sigma_{\lambda\theta} = \sigma_2\sigma_0\sin\dfrac{I}{q} \\ \sigma_{\lambda\lambda} = \dfrac{\sigma_1(\sigma_0\sin^2 I + \sigma_3\cos^2 I)}{q} \end{cases} \quad (7.139)$$

式中 I 是磁倾角，$q = \sigma_0\sin^2 I + \sigma_1\cos^2 I$，$\sigma_3$ 是柯林电导率（Cowling conductivity），$\sigma_3 = \sigma_1 + \sigma_2^2/\sigma_1$。在赤道附近，$I \approx 0$，柯林电导率有重要作用。

由图 7.23 还可看到，决定水平电流的 σ_1 和 σ_2 只是在 90～150 公里高度范围内较大，因而电流也集中在这一层。与电离层的水平尺度相比，这是一个极薄的球壳层，所以在许多问题中，把电离层简化为一个无限薄的二维导电球壳。在作这种简化时，我们要把电导率和电流在电离层厚度上积分，得到层电导率和层电流。

三、电离层发电机理论

导体切割磁力线运动产生电流的过程是我们熟知的发电机过程。这种过程也在电离层中进行着。在上面所述的(r,θ,λ)坐标系中，二维电离层的广义欧姆定律可以表示成

$$\boldsymbol{I} = \Sigma \cdot (\boldsymbol{E}_s + \boldsymbol{E}_i) \tag{7.140}$$

其中 Σ 是电离层的层电导率，

$$\Sigma = \begin{bmatrix} \Sigma_{\theta\theta} & \Sigma_{\theta\lambda} \\ -\Sigma_{\theta\lambda} & \Sigma_{\lambda\lambda} \end{bmatrix} \tag{7.141}$$

$\boldsymbol{E}_s$ 和 $\boldsymbol{E}_i$ 分别是层平均静电场和感应电场，

$$\begin{cases} \boldsymbol{E}_s = -\nabla\Phi = -\hat{\boldsymbol{\theta}}\dfrac{\partial\Phi}{r\partial\theta} - \hat{\boldsymbol{\lambda}}\dfrac{\partial\Phi}{r\sin\theta\partial\lambda} \\ \boldsymbol{E}_i = \boldsymbol{u}\times\boldsymbol{B} = \hat{\boldsymbol{\theta}}B_r u_\lambda - \hat{\boldsymbol{\lambda}}B_r u_\theta \end{cases} \tag{7.142}$$

将式(7.141)和式(7.142)代入式(7.140)得

$$\begin{cases} I_\theta = \Sigma_{\theta\theta}\left(B_r u_\lambda - \dfrac{\partial\Phi}{r\partial\theta}\right) - \Sigma_{\theta\lambda}\left(B_r u_\theta + \dfrac{\partial\Phi}{r\sin\theta\partial\lambda}\right) \\ I_\lambda = -\Sigma_{\theta\lambda}\left(B_r u_\lambda - \dfrac{\partial\Phi}{r\partial\theta}\right) - \Sigma_{\lambda\lambda}\left(B_r u_\theta + \dfrac{\partial\Phi}{r\sin\theta\partial\lambda}\right) \end{cases} \tag{7.143}$$

假定电离层上下表面没有电流进或流出，则有电流连续方程

$$\nabla\cdot\boldsymbol{I} = 0 \tag{7.144}$$

在二维球面电流体系中，引入电流函数 J 是方便的。满足方程(7.144)的电流是

$$I = -\hat{r} \times \nabla J \tag{7.145}$$

式(7.145)的分量形式是

$$\begin{cases} I_\theta = \dfrac{1}{r\sin\theta}\dfrac{\partial J}{\partial\lambda} \\ I_\lambda = -\dfrac{1}{r}\dfrac{\partial J}{\partial\theta} \end{cases} \tag{7.146}$$

将式(7.146)代入式(7.143),得

$$\begin{cases} \dfrac{1}{r\sin\theta}\dfrac{\partial J}{\partial\lambda} = \Sigma_{\theta\theta}\left(B_r u_\lambda - \dfrac{\partial\Phi}{r\partial\theta}\right) - \Sigma_{\theta\lambda}\left(B_r u_\theta + \dfrac{\partial\Phi}{r\sin\theta\partial\lambda}\right) \\ -\dfrac{1}{r}\dfrac{\partial J}{\partial\theta} = -\Sigma_{\theta\lambda}\left(B_r u_\lambda - \dfrac{\partial\Phi}{r\partial\theta}\right) - \Sigma_{\lambda\lambda}\left(B_r u_\theta + \dfrac{\partial\Phi}{r\sin\theta\partial\lambda}\right) \end{cases} \tag{7.147}$$

如果电离层的电导率、运动速度和磁场已知,则可以在给定的边界条件下求解方程(7.147),得到电流函数 J 和静电位 Φ。这里有两种解方程的途径:一种是消去式(7.147)中的 Φ 得到用 J 表达的发电机方程,求出 J 后再求 Φ;另一种是消去式(7.147)中的 J 得到用 Φ 表达的发电机方程,求出 Φ 后再求 J。

1. 用电流函数 J 表示的发电机方程

由((7.147)第一式 × $\Sigma_{\theta\lambda}$ + (7.147) 第二式 × $\Sigma_{\theta\theta}$) 可以得到

$$\frac{\partial\Phi}{\partial\lambda} = -R_{\theta\lambda}\frac{\partial J}{\partial\theta} + R_{\theta\theta}\sin\theta\frac{\partial J}{\partial\theta} - r\sin\theta B_r V_\theta \tag{7.148}$$

同样,由((7.147)第一式 × $\Sigma_{\lambda\lambda}$ − (7.147) 第二式 × $\Sigma_{\theta\lambda}$) 可以得到

$$\frac{\partial\Phi}{\partial\theta} = -\frac{R_{\lambda\lambda}}{\sin\theta}\frac{\partial J}{\partial\lambda} - R_{\theta\lambda}\frac{\partial J}{\partial\theta} + rB_r V_\lambda \tag{7.149}$$

式中 R_{ij} 是电离层有效电阻率,

$$R_{ij} = \frac{\Sigma_{ij}}{\Sigma_{\theta\theta}\Sigma_{\lambda\lambda} + \Sigma_{\theta\lambda}\Sigma_{\theta\lambda}} \quad (i, j = \theta, \lambda) \tag{7.150}$$

由(7.148)、(7.149)二式消去 Φ,即得用电流函数 J 表达的二维电离层发电机方程:

$$A(\theta,\lambda)\frac{\partial^2 J}{\partial\theta^2} + B(\theta,\lambda)\frac{\partial^2 J}{\partial\lambda^2} + C(\theta,\lambda)\frac{\partial J}{\partial\theta} + D(\theta,\lambda)\frac{\partial J}{\partial\lambda} = F(\theta,\lambda) \tag{7.151}$$

方程(7.151)是二阶线性椭圆型方程,方程各项的系数为电离层电导率、速度和磁场的已知函数

$$
\begin{cases}
A(\theta,\lambda) = R_{\theta\theta}\sin\theta \\
B(\theta,\lambda) = \dfrac{R_{\lambda\lambda}}{\sin\theta} \\
C(\theta,\lambda) = \dfrac{\partial}{\partial\theta}(R_{\theta\theta}\sin\theta) + \dfrac{\partial R_{\theta\lambda}}{\partial\lambda} \\
D(\theta,\lambda) = \dfrac{\partial}{\partial\lambda}\left(\dfrac{R_{\lambda\lambda}}{\sin\theta}\right) - \dfrac{\partial R_{\theta\lambda}}{\partial\theta} \\
F(\theta,\lambda) = \dfrac{\partial}{\partial\lambda}(rB_r u_\lambda) + \dfrac{\partial}{\partial\theta}(r\sin\theta B_r u_\theta)
\end{cases}
\tag{7.152}
$$

如果给定 J 的边界条件,则对于一定的电导率模型、风场模型和地磁场模型,可以用迭代法解上述发电机方程而得到电离层电流体系。在赤道对称的情况下,边界条件由北极点(或南极点)以及赤道的电流函数值给定

$$
J = 0, \qquad \theta = 0^\circ, 90^\circ \tag{7.153}
$$

2. 用静电位 Φ 表示的发电机方程

用完全类似的方法可以得到用静电位 Φ 表示的发电机方程

$$
A(\theta,\lambda)\frac{\partial^2\Phi}{\partial\theta^2} + B(\theta,\lambda)\frac{\partial^2\Phi}{\partial\lambda^2} + C(\theta,\lambda)\frac{\partial\Phi}{\partial\theta} + D(\theta,\lambda)\frac{\partial\Phi}{\partial\lambda} = F(\theta,\lambda) \tag{7.154}
$$

这个方程也是二阶线性椭圆型方程,各项系数为

$$
\begin{cases}
A(\theta,\lambda) = \Sigma_{\theta\theta}\sin\theta \\
B(\theta,\lambda) = \dfrac{\Sigma_{\lambda\lambda}}{\sin\theta} \\
C(\theta,\lambda) = \dfrac{\partial}{\partial\theta}(\Sigma_{\theta\theta}\sin\theta) - \dfrac{\partial\Sigma_{\theta\lambda}}{\partial\lambda} \\
D(\theta,\lambda) = \dfrac{\partial\Sigma_{\theta\lambda}}{\partial\theta} + \dfrac{\partial}{\partial\lambda}\left(\dfrac{\Sigma_{\lambda\lambda}}{\sin\theta}\right) \\
F(\theta,\lambda) = r\left\{\dfrac{\partial}{\partial\theta}\left[B_r\sin\theta(\Sigma_{\theta\theta}u_\lambda - \Sigma_{\theta\lambda}u_\theta)\right]\right. \\
\qquad\qquad \left. - \dfrac{\partial}{\partial\lambda}\left[B_r(\Sigma_{\theta\lambda}u_\lambda + \Sigma_{\lambda\lambda}u_\theta)\right]\right\}
\end{cases}
\tag{7.155}
$$

在赤道对称情况下，静电位的边界条件可以表示如下

$$\Phi = 0, \qquad \theta = 0^\circ, 90^\circ \tag{7.156}$$

赤道不对称情况和三维发电机问题要比二维对称问题复杂得多，我们不在这里讨论。

四、S_q 发电机电流

地磁场平静太阳日变化 S_q 是由太阳潮汐风的发电机效应产生的。潮汐风的成分很多，其中，对 S_q 贡献最大的潮汐风分量是(1，-1)模，电离层中(1，-1)模风场如下式所示：

$$\begin{cases} u_\theta = \dfrac{A}{f^2 - \mu^2}\left(\dfrac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\theta} + \dfrac{\cot\theta}{f}\right)\Theta_{1,-1}(\theta)\sin(\lambda + \lambda_0) \\ u_\lambda = \dfrac{A}{f^2 - \mu^2}\left(\dfrac{\cos\theta}{f}\dfrac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\theta} + \dfrac{1}{\sin\theta}\right)\Theta_{1,-1}(\theta)\cos(\lambda + \lambda_0) \end{cases} \tag{7.157}$$

式中，A 是南向风速 u_θ 的最大振幅，$f = 0.5$，$\mu = \cos\theta$，λ_0 是初相位角，它决定电流体系焦点的经度位置。$\Theta_{i,j}(\theta)$是求解大气潮汐方程时引入的哈夫函数系(Hough function)，可以用缔合勒让德函数表示

$$\begin{aligned} \Theta_{1,-1}(\theta) = {} & 0.077\,25P_1^1(\theta) + 0.057\,90P_3^1(\theta) \\ & + 0.007\,48P_5^1(\theta) + 0.003\,88P_7^1(\theta) \end{aligned} \tag{7.158}$$

图 7.33 是在一定电导率模型下计算得到的 S_q 发电机电流体系。在中低纬度地区，这个理论电流体系基本上重现了从地磁场观测得到的等效电流体系(图 6.16)的主要特征，在高纬度地区，虽然电导率在极光带的增强使这里的电流图案与 S_q^p 类似，但是仍有明显差异，这是由于计算中没有考虑场向电流的缘故，我们将在下面讨论。

五、L 发电机电流

地磁场太阴日变化 L 是由月球重力潮汐风的发电机效应产生的。对 L 贡献最大的潮汐风分量是(2，2)模，电离层中(2，2)模风场如下式所示：

$$\begin{cases} u_\theta = \dfrac{A}{f^2 - \mu^2}\left(\dfrac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\theta} + \dfrac{2\cot\theta}{f}\right)\Theta_{2,2}(\theta)\sin(2\lambda + \lambda_0) \\ u_\lambda = \dfrac{A}{f^2 - \mu^2}\left(\dfrac{\cos\theta}{f}\dfrac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\theta} + \dfrac{2}{\sin\theta}\right)\Theta_{2,2}(\theta)\cos(2\lambda + \lambda_0) \end{cases} \tag{7.159}$$

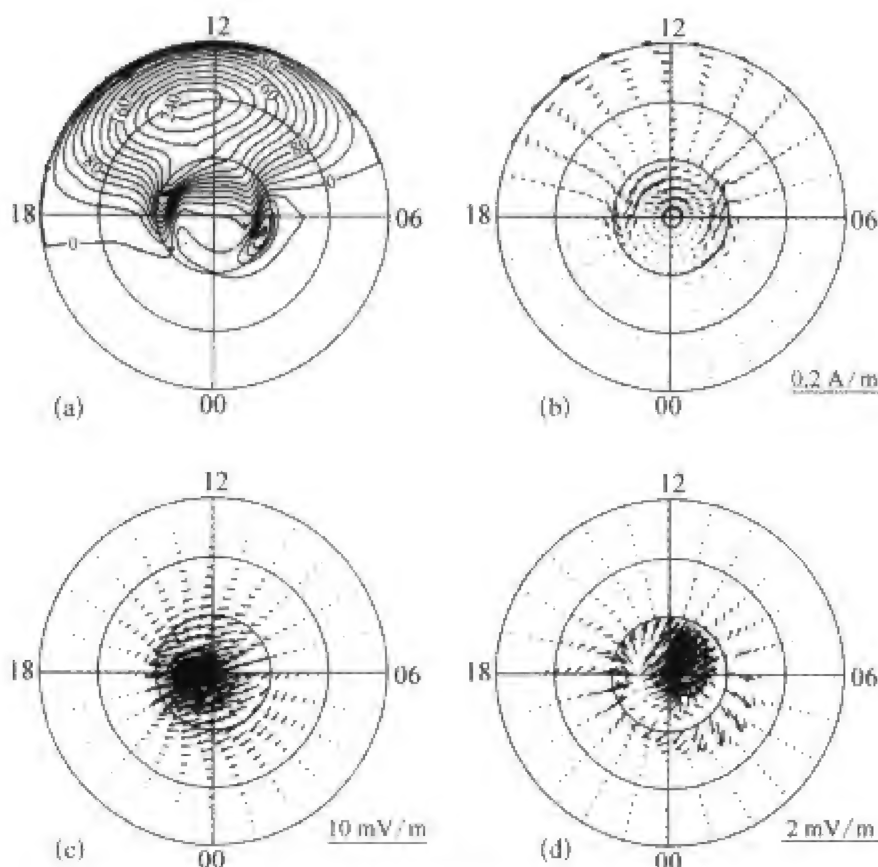


图 7.33　在一定模型下计算得到的 S_q 发电机电流体系

S_q 发电机电流体系(电流线间隔 20 kA)(a),电流矢量(b),静电场(c)和总电场(d)。

$\Theta_{2,2}(\theta)$可以用缔合勒让德函数表示如下:

$$\Theta_{2,2}(\theta) = 0.309\,265P_2^2(\theta) - 0.115\,939P_4^2(\theta) + 0.015\,450P_6^2(\theta) - 0.001\,032P_8^2(\theta) + 0.000\,049P_{10}^2(\theta) \tag{7.160}$$

图 7.34 是在一定电导率模型下计算得到的 L 发电机电流体系。它不仅再现了中低纬度地区 L 等效电流体系(左图,或图 6.24)的主要特征,而且再现了高纬度地区的基本特征。

六、场向电流产生的电离层电流体系

在上面关于发电机电流的讨论中,我们没有考虑流入和流出电离层的场向电流,电流仅限于在电离层这个二维球面内流动,这对中低纬度地区是一个很好的简化近似。但是在高纬度地区,特别是在亚暴期间,场向电流起着关键作用,不可忽略,它在电离层建立的电场和产生的电流往往超过发电

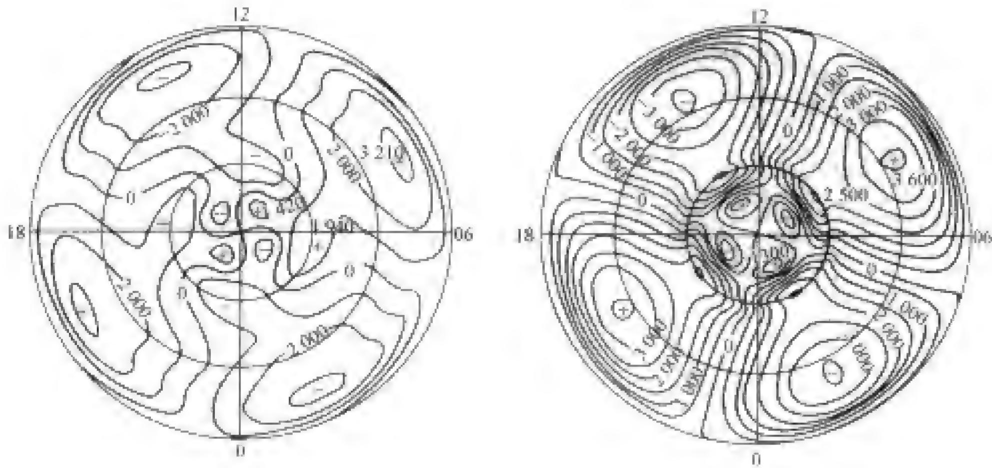


图 7.34 L 变化的电离层等效电流体系(左)与发电机电流体系(右)的比较

等值线间隔左图为 1 000 A,右图为 500 A。"+"号和"-"号分别表示电流涡的流动为反时针和顺时针方向(从上向下看)。

机电场和电流。

1. 基本方程

我们仍然考虑二维球面电离层模型。当存在场向电流 $J_{//}$ 时(假定流入电离层为正),电流连续方程(7.144)变为

$$\nabla_{\perp} \cdot \boldsymbol{I} = J_{//} \sin\beta \tag{7.161}$$

式中 β 是磁倾角(为了与电流密度相区别,这里没有用通常的 I 表示磁倾角),$\boldsymbol{I}$ 是高度积分电流密度,$\nabla_{\perp} \cdot \boldsymbol{I}$ 是电离层中的电流散度。如果不考虑电离层等离子体运动的发电机效应,则电离层电流的欧姆定律简化为

$$\boldsymbol{I} = \Sigma \cdot \boldsymbol{E} = -\Sigma \cdot \nabla \Phi \tag{7.162}$$

式中,$\boldsymbol{E}$ 和 Φ 分别为地球坐标系中的静电场和电位,Σ 是电离层层电导率张量。由公式(7.161)和(7.162)可得

$$\nabla \cdot (\Sigma \cdot \nabla \Phi) = -J_{//} \sin\beta \tag{7.163}$$

在球坐标系中,式(7.163)可以展开为如下椭圆形偏微分方程的形式:

$$A(\theta,\lambda)\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \theta^2} + B(\theta,\lambda)\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \lambda^2} + C(\theta,\lambda)\frac{\partial \Phi}{\partial \theta} + D(\theta,\lambda)\frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} = F(\theta,\lambda) \tag{7.164}$$

上式左端各项系数和右端函数分别为

$$\begin{cases} A(\theta,\lambda) = \Sigma_{\theta\theta}\sin^2\theta \\ B(\theta,\lambda) = \Sigma_{\lambda\lambda} \\ C(\theta,\lambda) = \sin\theta\left[\dfrac{\partial}{\partial\theta}(\Sigma_{\theta\theta}\sin\theta) - \dfrac{\partial\Sigma_{\theta\lambda}}{\partial\lambda}\right] \\ D(\theta,\lambda) = \sin\theta\dfrac{\partial\Sigma_{\theta\lambda}}{\partial\theta} + \dfrac{\partial\Sigma_{\lambda\lambda}}{\partial\lambda} \\ F(\theta,\lambda) = -a^2 J_{//}\sin^2\theta\sin\beta \end{cases} \tag{7.165}$$

式中，a 是电离层的地心距。

从式(7.165)我们看到，在 $J_{//}=0$ 的区域，$F(\theta,\lambda)=0$，方程(7.164)退化为拉普拉斯方程。如果电离层电导率是均匀的，且 $\Sigma_{\theta\theta} = \Sigma_{\lambda\lambda}$，$\beta = 90^\circ$(即场向电流垂直于电离层)，则

$$C(\theta,\lambda) = \Sigma_{\theta\theta}\sin\theta\cos\theta, D(\theta,\lambda) = 0$$

方程(7.164)演变为泊松方程$\nabla^2\Phi(\theta,\lambda) = -J_{//}/\Sigma_{\theta\theta}$，对于这种情况，只要给定 $J_{//}$，即可求出 Φ。

2. 边界条件

在一般情况下，方程(7.164)可以在以下边界条件下进行数值求解

$$\Phi = 0 \quad (在两极点) \tag{7.166a}$$

$$\frac{\partial\Phi}{\partial\vartheta} = 0 \quad (在赤道) \tag{7.166b}$$

3. 参数设定

为了求解方程(7.164)，必须事先知道磁场、电导率和场向电流，才能使方程各项系数成为坐标的已知函数。在 Kamide 和 Matsushita(1979a,b)的模拟计算中，采用了以下简单模型

(1) 地磁场

假设地磁场为中心偶极磁场，在此近似下

$$\sin\beta = \frac{2\cos\theta}{(1+3\cos^2\theta)^{1/2}} \tag{7.167}$$

(2) 场向电流

无论在平静期或者扰动期，1 区场向电流总是存在的；而 2 区场向电流只有在磁扰期间才明显增强(见下面图 7.36)。所以，磁静期间场向电流可以分为 2 个区域：晨侧流入，昏侧流出；而磁扰期间场向电流需分为 4 个区

域(见下面图 7.36 左下图)。虽然平静和扰动期间场向电流的强度和空间位置各不相同,但是每一区域内的分布函数均可采用高斯分布形式:

$$j_{//} = \pm j_{//0}\exp\left[-\frac{(\theta-\theta_0)^2}{(D_\theta)^2}-\frac{(\lambda-\lambda_0)^2}{(D_\lambda)^2}\right] \tag{7.168}$$

式中 $\pm j_{//0}$ 表示场向电流极大值,正号表示流入,负号表示流出,(θ_0,λ_0) 是电流极大值的位置,D_θ 和 D_λ 是描述电导率由极大值点向外减小快慢的常数。在地磁平静情况下,这些参数的典型值是 $j_{//0}=1.0\times10^{-7}\,\mathrm{A/m^2}$,$\theta_0=22.5^\circ$,$\lambda_0=90^\circ$,与此对应的 1 区总场向电流 $I_{//}=1.9\times10^5\,\mathrm{A}$。在亚暴期间,1 区场向电流的典型值可以取为 $j_{//0}=2.0\times10^{-6}\,\mathrm{A/m^2}$,$\theta_0=22.5^\circ$,$\lambda_0=45^\circ$,$D_\theta=2^\circ$,$D_\lambda=35^\circ$,2 区场向电流的典型值可以取为 $j_{//0}=1.0\times10^{-6}\,\mathrm{A/m^2}$,$\theta_0=27.5^\circ$,$\lambda_0=45^\circ$,$D_\theta=2^\circ$,$D_\lambda=35^\circ$。与此对应的 1 区总场向电流 $I_{//}=1.9\times10^6\,\mathrm{A}$,2 区总场向电流 $I_{//}=1.1\times10^6\,\mathrm{A}$。

(3) 电导率

电导率由两部分组成,一部分是由太阳辐射产生的背景电导率,另一部分是极光粒子沉降引起的极光带局部电导率增大。前者已有很好的经验模型:

$$\begin{cases}\Sigma_{\lambda\lambda}(\theta,\lambda)=\Sigma_1^*\sin\beta f(\cos K)\\ \Sigma_{\theta\theta}(\theta,\lambda)=\dfrac{\Sigma_1^*}{\sin\beta}f(\cos K)\\ \Sigma_{\theta\lambda}(\theta,\lambda)=\Sigma_2^*f(\cos K)\end{cases} \tag{7.169}$$

式中,K 是太阳天顶角,Σ_1^* 和 Σ_2^* 是当 $K=0$ 时沿磁力线积分的皮德森和霍尔电导率。$f(\cos K)$ 是描述高度积分电导率随太阳天顶角增大而减小的经验函数,

$$f(\cos K)=0.03+\exp\left[1.8\tan h(3.3\cos K)+0.5\cos K-2.3\right] \tag{7.170}$$

太阳天顶角 K 可由日下点坐标(θ_s,λ_s)和计算点坐标(θ,λ)表示如下:

$$\cos K=\cos\theta\cos\theta_s+\sin\theta\sin\theta_s\cos(\lambda-\lambda_s) \tag{7.171}$$

极光带电导率增大的空间分布与场向电流分布相类似,磁静时分 2 块区域,磁扰时分 4 块区域,每一块区域的电导率增大也采用高斯分布形式:

$$\begin{cases} \Sigma_{\theta\lambda} = \Sigma_{2m}\exp\left[-\dfrac{(\theta-\theta_0')^2}{(D_\theta')^2}-\dfrac{(\lambda-\lambda_0')^2}{(D_\lambda')^2}\right] \\ \Sigma_{\theta\theta} = \dfrac{1}{2}\dfrac{\Sigma_{\theta\lambda}}{\sin\beta} \\ \Sigma_{\lambda\lambda} = \dfrac{1}{2}\Sigma_{\theta\lambda}\sin\beta \end{cases} \tag{7.172}$$

式中，Σ_{2m} 是极光带霍尔电导率极大值，(θ_0', λ_0') 是极大值的位置，D_θ' 和 D_λ' 是描述电导率由极大点向外减小快慢的常数。例如，在地磁平静但有弱极光时，这些参数的典型值是 $\Sigma_{2m} = 10\,\mathrm{S/m}, \theta_0' = 22.5^\circ, \lambda_0' = 0^\circ$；在亚暴期间，这些参数可取为 $\Sigma_{2m} = 10 \sim 40\,\mathrm{S/m}, \theta_0' = 22.5^\circ, \lambda_0' = 45^\circ$。

4. 电离层电场和电流的计算

由方程(7.164)求出电位函数 Φ 后，由 $E = -\nabla \cdot \Phi$ 和式(7.162)可以计算电场和电流：

$$E_\theta = -\frac{\partial\Phi}{a\partial\theta}, \quad E_\lambda = -\frac{\partial\Phi}{a\sin\theta\partial\lambda} \tag{7.173}$$

$$\begin{bmatrix} I_\theta \\ I_\lambda \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \Sigma_{\theta\theta} & \Sigma_{\theta\lambda} \\ -\Sigma_{\theta\lambda} & \Sigma_{\lambda\lambda} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_\theta \\ E_\lambda \end{bmatrix} \tag{7.174}$$

5. 等效电流的计算

由式(7.174)得到的是电离层电流，而由地面磁场导出的电流体系是既包括电离层电流效应，又包括场向电流效应的等效电流体系，二者不能直接比较，因此，有必要进一步计算等效电流。

电离层电流可以分成无源电流 I_{sf} 和闭合电流 I_c 两种成分，

$$I = I_{sf} + I_c \tag{7.175}$$

$$\nabla \cdot I_{sf} = 0 \tag{7.176}$$

闭合电流 I_c 的作用是使电离层电流与场向电流构成闭合回路。假定它可以由标量函数 τ 导出，

$$I_c = -\nabla\tau \tag{7.177}$$

将式(7.175) 代入式(7.161)，并利用式(7.176)和式(7.177)，可以得到

$$\frac{1}{a^2\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\sin\theta\frac{\partial\tau}{\partial\theta}\right) + \frac{1}{a^2\sin^2\theta}\frac{\partial^2\tau}{\partial\lambda^2} = -j_{//}\sin\beta \tag{7.178}$$

由式(7.178)可以计算 τ，进而可以求出 I_{sf} 和 I_c。对于均匀电导率模

型，它们分别是霍尔电流和皮德森电流。根据 Fukushima 定理（见下面），场向电流 $J_{//}$ 和它的电离层闭合电流 I_c 在地面产生的磁场基本互相抵消，所以，I_{sf} 就是等效电流。

我们可以用电流函数 $J(\theta,\lambda)$ 的等值线来形象地描绘等效电流的流线，I_{sf} 的电流函数定义如下：

$$I_{sf} = -n_r \times \nabla J \tag{7.179}$$

式中，n_r 是地球半径方向的单位矢量。

6. 数值模拟结果

图 7.35 是 1 区 + 2 区场向电流(a)所产生的电离层电场(b)、水平电流(c)和 $E \times B$ 漂移速度(d)示意图。场向电流的主要效应是在极盖区形成晨昏向电场，而极光带的电场则相反。在这一电场驱动下，极盖区电流向日流动，在电导率较大的向日一侧，电流更大。除此之外，由于亚暴期间极光带电导率显著增大，所以有很强的电流沿极光带流过，形成晨侧的西向电集流和昏侧的东向电集流。最后，由于离子与大气中性成分的碰撞频率远大于

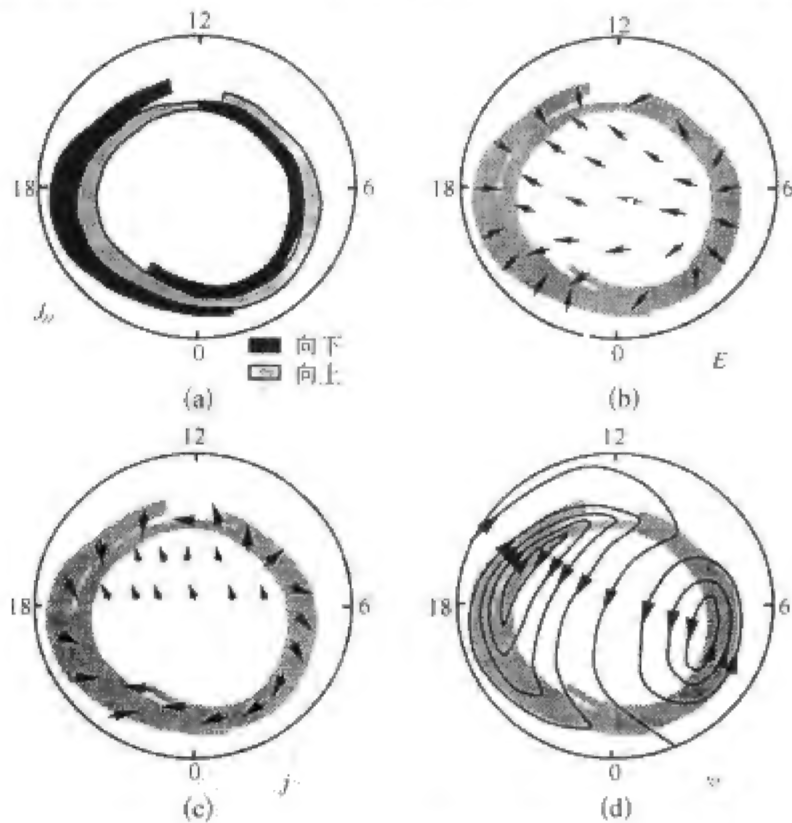


图 7.35 场向电流(a)所产生的电离层电场(b)、水平电流(c)和 $E \times B$ 漂移速度(d)的分布

从北极上空向下看，正午在图的上方，子夜在下方，早晨在右，黄昏在左。

电子与中性成分的碰撞频率，等离子体的漂移与电流大致相反，在晨昏两侧形成两个方向相反的对流涡。这些特征已经被地面磁场、雷达等观测以及卫星现场观测所证实。

对于地磁平静情况和各种不同扰动情况，合理地假定电导率分布和场向电流分布，数值求解方程(7.164)，我们可以得到电离层电位、电流矢量以及等效电流。图7.36总结了Kamide和Matsushita数值模拟的主要结果(1979a,b)，显示了从平静到扰动的6种情况下高纬电离层电流体系的不同特征。

图7.36第一列是对最简单的均匀电导率模型计算的电位和电流矢量，等效电流图案与电位图一样，没有画出。最高电位出现在向下场向电流密度最大的地方，最低电位在向上场向电流密度最大的地方。但是在后面非均匀电导率情况下，二者并不重合。我们还注意到，极盖区的电场几乎是均匀的，而且电场随纬度衰减很慢。

图7.36第二列是只有背景电导率，而没有极光带电导率增大的简单情况。昼夜电导率差异使最高和最低电位点向夜侧移动，并向子夜子午线靠拢。由图还可看出，等效电流与电离层电流有明显差异。

即使没有亚暴，沿极光卵也经常可以观测到低能电子产生的弥散极光和粒子沉降，因此可以预料，极光带电导率也会略有增大。图7.36第三列就是对这种情况的模拟。夜侧极光带电导率的增大导致了西向电集流的出现，等效电流体系也发生了明显畸变。

图7.36第四、五两列显示了电离层电场和电流的季节差异。在不同季节，由于太阳天顶角不同，极区电导率夏季大而冬季小，在场向电流等其他条件相同的情况下，夏季电位明显低于冬季。由于冬季极区背景电导很低，所以场向电流进入电离层后集中从高导极光带流过，而夏季背景电导率高，所以极光带电集流远没有冬季明显。

图7.36第六列显示了亚暴时双场向电流片对中低纬电场的屏蔽效应。等电位线被限制在极盖区内，等效电流的流线也密集于极盖区内。

七、电离层-磁层三维电流体系的地磁反演

由场向电流计算电离层电场、电流及其地面磁效应是正演问题，并不困难；但是，由地面磁场计算电离层电流和场向电流是反演问题，不仅求解困难，而且往往没有唯一解，甚至无解。

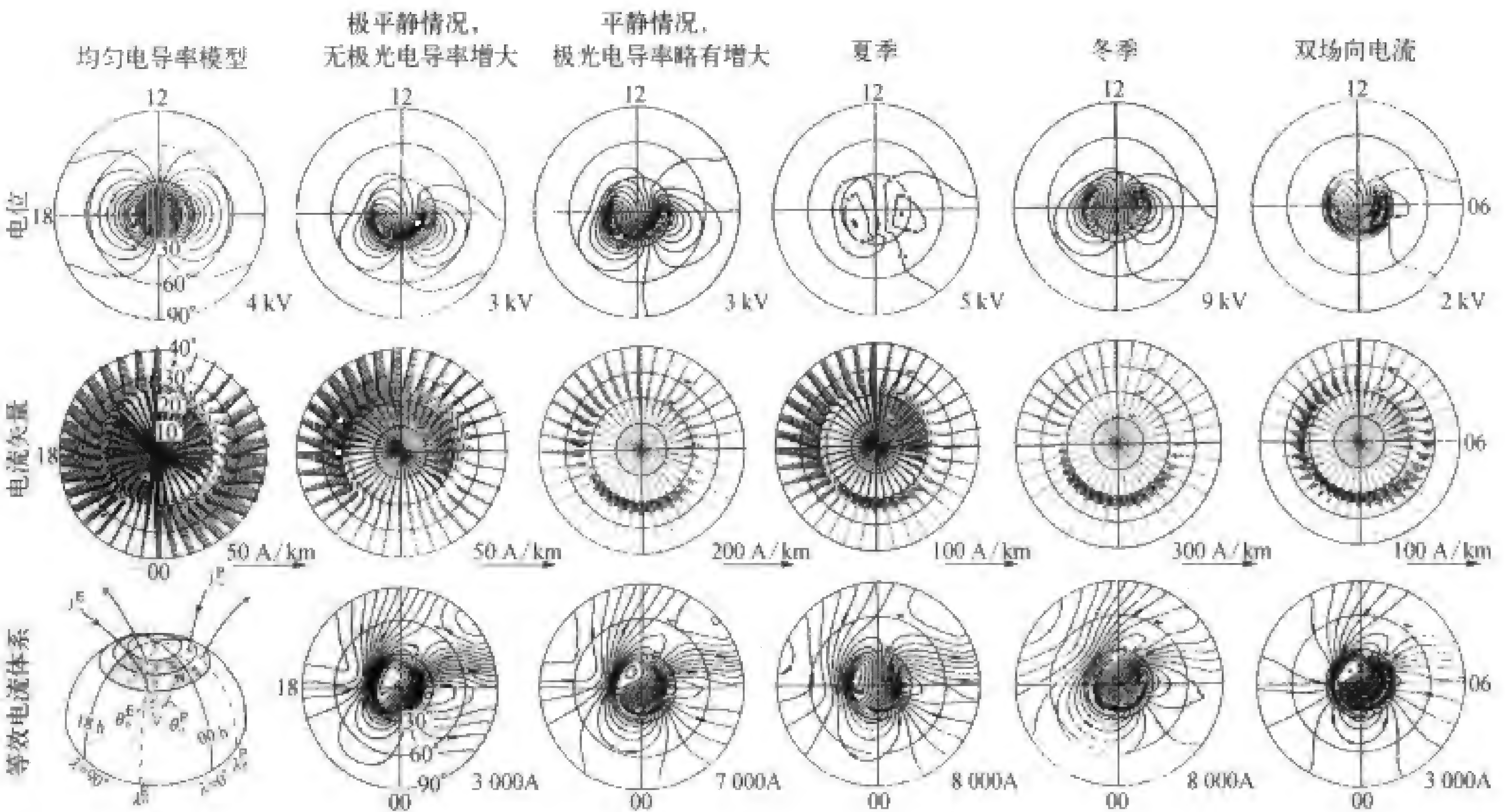


图 7.36　电离层电位、电流矢量以及等效电流的数值模拟结果

在地磁平静和各种不同扰动条件下，电离层电位（上行各图）、电流矢量（中行）以及等效电流（下行）的数值模拟结果。每图右下角的数字（或标尺）是等值线间隔（或电流矢量比例尺）。下行最左图是场向电流模型的示意图。

1. Fukushima 定理

假设有一直线电流垂直流入(或流出)电导率均匀的电离层,在电离层会产生对称的发散(或汇聚)电流,该直线电流产生的地面磁场与电离层电流的磁场互相抵消,因而,在地面观测不到磁场。这就是 Fukushima 定理(Fukushima,1976)。事实上,考虑到电流体系和磁场的对称性,用安培环路定理$\oint_L \boldsymbol{H} \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{l} = \boldsymbol{I}$很容易证明上述定理。

Fukushima 定理揭示出一个严重的问题:只用地面磁场测量不能反演出三维电流体系。

2. 霍尔电流的磁场

如果存在地磁场,情况完全不同。电离层电导率不仅有皮德森分量,还有霍尔分量。因此,在电场驱动下,电离层内同时存在皮德森电流和霍尔电流。假设磁场垂直于均匀电离层,那么,在上述直线电流(即场向电流)垂直流入电离层的简单情况下,皮德森电流是对称发散电流的,而霍尔电流是绕着场向电流入流点的圆电流。尽管场向电流的磁场与电离层皮德森电流的磁场在电离层之下互相抵消,观测不到,但是霍尔电流的磁场在电离层之下却是可以观测到的,由这一磁场可以反推霍尔电流。如果我们知道霍尔电流和皮德森电流的关系,则可由霍尔电流计算皮德森电流,进而求得场向电流。这就为场向电流的诊断和三维电流的反演提供了可能。

3. KRM 反演方法

基于上述思想,Kamide、Richmond 和 Matsushita 提出了一种用地面磁场资料反演包括场向电流和电离层电流在内的三维电流体系的方法——KRM 方法(Kamide, Richimond and Matsushita, 1981)。下面给出 KRM 方法的要点。

电离层的欧姆定律可以写成

$$\begin{aligned} \boldsymbol{I} &= \Sigma_P \boldsymbol{E} + \Sigma_H \boldsymbol{E} \times \boldsymbol{n}_r \\ &= -\Sigma_P \nabla\Phi - \Sigma_H \nabla\Phi \times \boldsymbol{n}_r \end{aligned} \tag{7.180}$$

式中,Σ_P 和 Σ_H 分别是高度积分皮德森电导率和霍尔电导率。将式(7.180)带入式(7.175),并利用式(7.179)表达的电流函数关系,我们得到

$$\Sigma_P \nabla \Phi + \Sigma_H \nabla \Phi \times \boldsymbol{n}_r = \boldsymbol{n}_r \times \nabla J - \boldsymbol{I}_c$$

对上式两端取旋度,利用式(7.177)的性质消去 $\boldsymbol{I}_c$,得到电位函数的椭圆形偏微分方程:

$$A(\theta,\lambda)\frac{\partial^2\Phi}{\partial\theta^2}+B(\theta,\lambda)\frac{\partial^2\Phi}{\partial\lambda^2}+C(\theta,\lambda)\frac{\partial\Phi}{\partial\theta}+D(\theta,\lambda)\frac{\partial\Phi}{\partial\lambda}$$
$$=F(\theta,\lambda) \tag{7.181}$$

上式左端各项系数和右端函数分别为

$$\begin{cases} A(\theta,\lambda)=\Sigma_H\sin\theta \\ B(\theta,\lambda)=\dfrac{\Sigma_H}{\sin\theta} \\ C(\theta,\lambda)=\dfrac{\partial}{\partial\theta}(\Sigma_H\sin\theta)+\dfrac{\partial\Sigma_P}{\partial\lambda} \\ D(\theta,\lambda)=-\dfrac{\partial\Sigma_P}{\partial\theta}+\dfrac{\partial}{\partial\lambda}\left[\dfrac{\Sigma_H}{\sin\theta}\right] \\ F(\theta,\lambda)=-\dfrac{\partial}{\partial\theta}\left[\sin\theta\dfrac{\partial J}{\partial\theta}\right]-\dfrac{1}{\sin\theta}\dfrac{\partial^2 J}{\partial\lambda^2} \end{cases} \tag{7.182}$$

电离层电导率仍然采用式(7.169)所示模型，由地面磁场变化求得等效电流函数 $J(\theta,\lambda)$之后，上面的方程可以在一定边界条件下数值求解：

$$\Phi=0 \quad \text{(在两极点)} \tag{7.183a}$$

$$\frac{\partial\Phi}{\partial\theta}=0 \quad \text{(在赤道)} \tag{7.183b}$$

图 7.37(见彩页 11)是用 KRM 方法分析地面磁场资料，反演电离层电流和场向电流的一个例子。

除了 KRM 方法外，还有其他方法也可以由地面磁场变化反演三维电流体系。其原理和效果大体类似。

参考文献

Alfven H. Some properties of magnetospheric neutral surfaces[J]. J. Geophys. Res., 1968, 73: 4379.

Blanc M, Richmond A D. The ionospheric disturbance dynamo[J]. J. Geophys. Res., 1980, 85: 1669-1686.

Campbell W H. Comment on "Current understanding of magnetic storms: Storm-substorm relationships" by Y. Kamide et al[J]. J. Gephys. Res., 1999, 104(A4): 7051.

Chen Geng-Xiong, Xu Wen-yao, Zi-Gang Wei, Ahn B H, Kamide Y. Auroral electrojet oval[J]. Earth Planets Space, 2003, 55(5): 255-261.

Clauer C R, McPherron R L, Kivelson M G. Uncertainty in ring current parameters due to the quiet magnetic field variability at mid-latitudes[J]. J. Geophys. Res., 1980, 85: 633-643.

Clauer C R, McPherron R L, Searls C. Solar wind control of the low-latitude asymmetric magnetic disturbance field[J]. J. Geophys. Res., 1983,88 : 2123-2130.

Clauer C R, Kamide Y. DP1 and DP2 current systems for the March 22, 1979 substorms [J]. J. Geophys. Res., 1985, 90: 1343-1354.

Cowley S W H. Magnetosphere-ionosphere interaction: A tutorial review[M]// Magnetospheric Current systems. Geophys. Monograph 118, Washington D C: AGU, 2000.

Crooker N U, McPherron R L. On the distinction between the auroral electrojet and partial ring current system[J]. J. Geophys. Res., 1972, 77: 6886-6889.

Crooker N C, Siscoe G L. A study of geomagnetic disturbance field asymmetry[J]. Radio Sci., 1971, 6: 495-501, 1971.

Cueto M, McKnight D, Herraiz M. Daily geomagnetic variations on the Iberian Peninsula [J]. Geophys. J. Int., 2003,152: 113-123.

Detrich D L, Lanzerotti L J. Geomagnetic quiet time (S_q) variations at high latitudes[J]. Geophys. Res. Let., 2001,28: 2581-2584.

Faynberg E B. Separation of the geomagnetic field into a normal and anomalous part[J]. Geomagn Aeron, 1975,15: 117-121.

Fukushima N. Equivalence in ground magnetic effect of Chapman-Vestine's and Birkeland-Alfven's current systems for polar magnetic storms[J]. Rep. Ionos. Space Res. Jpn., 1969, 32: 219-227.

Fukushima N. Generalized theorem for no ground magnetic effect of vertical currents connected with Pedersen currents in the uniform-conductivity ionosphere [J]. Rep. Ionos. Space Res. Jpn., 1976, 30: 35-40.

Golovkov V P, Papitashvili N E, Tyupkin Y S, Kharin E P. Separation of geomagnetic field variations into quiet and disturbed components by the method of natural orthogonal components[J]. Geomagn. Aeron., 1978,18: 342-344.

Golovkov V P, Papitashvili V O, Papitashvili N E. Automatic calculation of K indices using the method of natural orthogonal components[J]. Geomagn. Aeron., 1989,29: 514-517.

Golovkov V P, Kozhoyeva K G, Shkolnokova S I. The use of the method of natural orthogonal components for separation of partially non-orthogonal variations of the geomagnetic field[J]. Geomagn. Aeron., 1992, 32: 715-717.

Golovkov V P, Zvereva T I. The space-time pattern of midlatitude geomagnetic variations

[J]. Geomagn. Aeron., 2000, 40: 84-92.

Gupta J C, Malin S R C. Seasonal variations in the solar and lunar daily geomagnetic variations[J]. Geophys, J. R. Astr. Soc., 1972, 30: 11-18.

Harris E G. On the plasma sheet separating regions of oppositely directed magnetic field [J]. Nuovo Cim.,1962,23: 115.

Huang Y N. Solar and lunar daily variations of the geomagnetic field at Lunping[J]. Geophys. J. R. Astr. Soc., 1980, 61: 601-622.

Iyemori T. Storm-time magnetospheric currents inferred from mid-latitude geomagnetic field variations[J]. J. Geomag. Geoelectr., 1990, 42: 1249-1265.

Iyemori T, Rao D R K. Decay of the *D*st field of geomagnetic disturbance after substorm onset and its implication to storm-substorm relation[J]. Ann. Geophys., 1996, 14: 608-618.

Kamide Y, Fukushima N. Analysis of magnetic storms with DR-indices for equatorial ring current field[J]. Rep. Ionos. Space Res. Japan, 1971,25: 125-162.

Kamide Y, Fukushima N. Positive geomagnetic bays in evening high-latitudes and their possible connection with partial ring current[J]. Rep. Ionos. Space Res. Japan, 1972, 26: 79-101.

Kamide Y, Matsushita S. Simulation studies of ionospheric electric field and currents in relation to field-aligned currents, 1. Quiet periods[J]. J. Gephys. Res., 1979a, 84 (A8): 4083-4098.

Kamide Y, Matsushita S. Simulation studies of ionospheric electric field and currents in relation to field-aligned currents, 2. Substorms[J]. J. Gephys. Res., 1979b, 84(A8): 4099-4115.

Kamide Y, Richimond A D, Matsushita S. Estimation of ionospheric electric fields, ionospheric currents, and field-aligned currents from ground magnetic records[J]. J. Gephys. Res., 1981, 86: 801-813.

Kamide Y, Baumjohann W, Daglis I A, Gonzalez W D, Grande M, Joselyn J A, McPherron R L, Phillips J L, Reeves E G D, Rostoker G, Sharma A S, Singer H J, Tsurutani B T, Vasyliunas V M. Current understanding of magnetic storms: Storm-substorm relationships[J]. J. Gephys. Res., 1998, 103: 17705.

Kamide Y, Chian A. Handbook of the solar-terrestrial environment [M]. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 2007.

Kawasaki K, Akasufu S-I. Low latitude DS component of geomagnetic storm field[J]. J. Gephys. Res., 1971, 76: 2396-2405.

Kendall M G, Stuart A. The Advanced Theory of Statistics[M]. vol. 3, Chap. 35. London: Charles Griffin, 1976.

Kirchhoff V W J H, Carpenter L A. The day-to-day variability in ionospheric fields and currents[J]. J. Geophys. Res., 1976, 81: 2737-2742.

Langel R A. The Main Field[M]//Jacobs J A. Geomagnetism, Vol.1. London: Academic Press, 249-512, 1987.

Malin S R C. Worldwide distribution of geomagnetic tides[J]. Phil. Thans. R. Soc. Lond., A, 1973, 274: 551-594.

Matsushita S, Xu Wen-Yao. Equivalent ionospheric current systems representing solar daily variations of the polar geomagnetic field[J]. J. Geophys. Res., 1982, 87: 8241-8254.

Matsushita S. Geomagnetic disturbances and storms[M]//Matsushita S, Campbell W. Physics of Geomagnetic Phenomena, Vol.2, 793-819, 1966.

McPherron R L. Physical processes producing magnetospheric substorms and magnetic storms[M]//Jacobs J A. Geomagnetism, Vol. 4, London : Academic Press, 593-739, 1991.

Nishida A. Coherence of geomagnetic DP2 fluctuations with interplanetary magnetic variations[J]. J. Geophys. Res., 1968, 73: 5549-5559.

Nishida A. Interplanetary field effect on the magnetosphere[J]. Space Sci. Rev., 1975, 17: 353-389.

Nishida A. Geomagnetic diagnosis of the magnetosphere[M]. New York: Heidelberg, Berlin: Springer-Verlag, 1978.

Olson W P. Introduction to the topology of magnetospheric current system[M]//Potemra T A. Magnetospheric Current, Washington D C: AGU, 49-66, 1984.

Palumbo A. Lunar and solar daily variations of the geomagnetic field at Italian stations [J]. J. Atmos. Terres. Phys., 1981, 43: 633-642.

Prolss, G. W. Physics of the Earth's space environment [M]. Berlin: Springer-Verlag.2004.

Roederer J G. Dynamics of geomagnetically trapped radiation [M]. New York, Heidelberg, Berlin: Springer-Verlag, 1970.

Rotanova N M, Papitashvili N E, Pushkov A N. Use of natural orthogonal components to distinguish and analyze the 60-yr geomagnetic field variations[J]. Geomagn Aeron, 1982, 22: 821-825.

Schlapp D M, Butcher E C. Seasonal and sunspot-cycle changes in the day-to-day variability of S_q[J]. Geophys. J. Int., 1995, 120: 173-185.

Sun W, Xu W-Y, Akasofu S-I. Mathematical separation of directly driven and unloading components in the ionospheric equivalent currents during substorms[J]. J. Geophys. Res., 1998,103: 11695-11700.

Sun W, Xu W-Y, Akasofu S-I. An improved method to deduce the unloading component for magnetospheric substorms[J]. J. Geophys. Res., 2000, 105: 13131-13140.

Winch D E. Spherical harmonic analysis of geomagnetic tides, 1964-1965[J]. Phil. Thans. R. Soc. Lond., A, 1981, 303: 1-104.

陈耿雄，徐文耀，师恩琦．极隙区场向电流对高纬电离层电场和电流体系的影响[J]．地球物理学报，1995，38(5)：571-580.

徐文耀，李卫东．S_q 发电机电流的 UT 变异性及其地面磁场的重建[J]．地球物理学报，1993，36(4)：417-427.

徐文耀，夏庆，李卫东．全球电离层发电机方程的一种数值解法[J]．空间科学学报，1994，14(3)：205-209.

杨诺夫斯基．地磁学[M]．刘洪学，周琇秀译．北京：地质出版社，1982.

第八章　地球感应磁场形态学

第一节　感应磁场的一般概念

1839 年，高斯将位理论和球谐分析方法引入地磁学，并把地球主磁场分离成内源场和外源场两部分，结果表明，内源场远远大于外源场，从而确认了地磁场起源于地球内部的论断。

半个世纪以后，舒斯特把同样的球谐分析方法用于地磁场日变化的研究(Schuster，1889)，也得到内外源两部分磁场。然而，与主磁场相反，地磁场日变化的外源场强度大约是内源场的 2 倍。舒斯特认为，日变化的外源场部分是主要的，它起源于地球外部的电流体系(Steward，1882)，而内源场部分则是外源场在地球内部感应电流的磁场，这就是地球感应磁场。后来对一系列变化磁场类型进行了广泛而系统的研究，进一步证实了舒斯特的论断。

图 8.1 是地磁场日变化 S_q 水平矢量的纬度——地方时分布图，在北半球，S_q 的水平矢量汇聚于正午前纬度 45°附近，在南半球，水平矢量从正午前纬度 -45°处向外发散。根据地面磁场的这一分布特点，舒斯特设想了两种可能的电流体系：一种电流体系由高空两个电流环组成，北半球电流环反时针流动，南半球电流环顺时针流动；另一种电流体系由地下两个电流环形成，北半球电流顺时针流动，南半球电流反时针流动。这两种电流体系都可以产生图 8.1 所示的水平磁场。所以，仅由水平磁场还不足以唯一确定产生日变化的电流体系究竟是在高空，还是在地下。庆幸的是这两个电流体系所产生的垂直磁场正好相反：高空双涡电流产生北半球 $-\dot{Z}$ 变化和南半球 $+Z$ 变化，而地下双涡电流产生北半球 $+Z$ 变化和南半球 $-Z$ 变化。借助 S_q 的 Z 分量分布，舒斯特采用了高空电流方案。

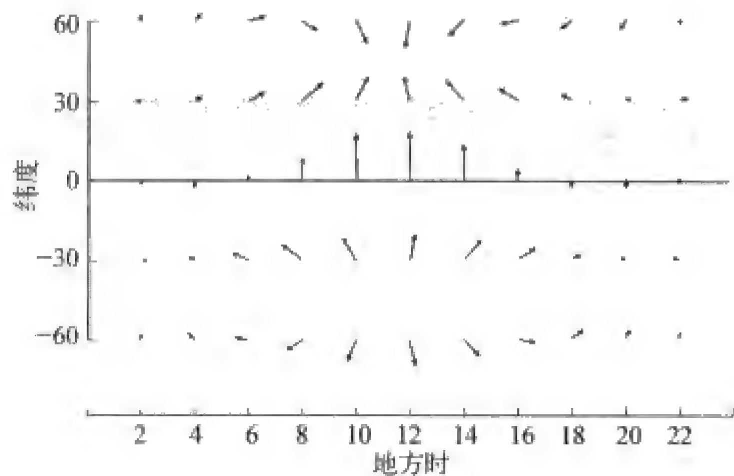


图 8.1 地磁场静日变化 S_q 水平矢量的纬度——地方时分布

在北半球，水平矢量汇聚于正午前纬度 45°附近，在南半球，水平矢量从正午前纬度 −45°处向外发散。

进一步深入研究又发现了新的问题。电流产生磁场的定量计算表明，如果只有高空电流，计算得到的 Z 分量变幅大于观测到的 Z 变幅。舒斯特由此推断，内源电流必然与外源电流同时存在，因为内源电流产生的 Z 分量与外源电流产生的 Z 分量相反，正好使外源电流的 Z 分量减小。适当调整内外电流系的强度，从而改变内外源磁场的比例，即可使计算值与观测值相符。

舒斯特的研究告诉我们，在用地面磁场记录推断内源感应场的时候，垂直分量 Z 起着关键的作用。Z 分量的这种重要作用，我们在分离主磁场内外源部分时也注意到了，要想用地面磁场资料分离内外源场，Z 分量的观测不可缺少，参见公式(2.10)和(2.11)。

简而言之，地球感应磁场是外源变化磁场的"附属产品"，它是由外源场在地球内部感应而成的电流所产生的磁场。与地球总磁场相比，感应磁场平均不到 0.5%。

但是，感应磁场的复杂性一点不亚于主磁场和地壳磁场，其原因是双重的。一方面，由于变化磁场种类繁多，而凡变化磁场均有相应的感应磁场，所以，外源变化磁场有多复杂，感应磁场就有多复杂。另一方面，由于地球电性存在全球性、区域性和局地的不均匀分布，即使外源场相同，在不同地区也会产生不同的感应磁场，这更增加了感应磁场的复杂性。我们在考察感应磁场时看到，它既包含许多全球尺度的成分(如 S_q 和 Dst 感应场)，又有空间尺度很大或者在一个方向上延伸很长的区域异常(如大陆地区的 S_q

差异和海岸异常)，还有尺度很小的局地异常(如日本中部异常和渤海湾异常)。地球感应磁场在不同的磁场分量上有不同的表现，其中，区域和局地感应磁场在 Z 分量上的表现尤其具有特点。

地球感应磁场的根本起源是磁层-电离层系统的电流，但是直接产生感应磁场的源是分布在地壳和地幔中的感应电流。所以，感应磁场的强度和分布既取决于外源场的强度、频率和分布，又取决于地球的电性。感应磁场把地球外部的电磁环境和地球内部的电磁性质联系在一起，构成了地球不同圈层耦合的重要内容。

为了描述方便，我们按空间尺度大小，将感应磁场分为全球性感应磁场、区域感应磁场和局地感应磁场三类，虽然支配它们的物理规律是共同的电磁感应理论，但是至少在以下三个方面有所区别：

(1) 不同类型的感应磁场涉及不同深度、不同范围、不同成因的电导率分布。全球性感应磁场涉及的深度可达下地幔，而浅层电导率不均匀性对此无太大影响；与此相反，局地感应磁场往往反映地壳和上地幔电导率的横向变化，而与深部电导率关系不大；区域感应磁场介于其间。

(2) 不同类型感应磁场的研究有着不同的目的和应用范围。全球性感应磁场的研究主要是为了认识地球的基本结构和规律，用于基础理论研究；区域感应磁场的研究主要是为了了解大范围的结构背景；而局地感应磁场的研究更多用于勘探，服务于详细探测有限地区地下结构的目的。

(3) 在做物理解释时使用不同的地球电导率模型。全球感应磁场一般使用均匀导电球模型，或仅随深度变化的一维模型，区域感应磁场可使用一维模型，但通常使用二维模型，局地感应磁场则需要用三维模型。

第二节　全球性感应磁场的空间分布

对 S_q、L、磁暴、亚暴等全球性变化磁场的高斯球谐分析表明，这些变化磁场的外源场是主要部分，约占三分之二，内源场约占三分之一；内源等效电流图案与外源电流基本相似，但电流方向相反，且有一定相位差。这些事实表明，变化磁场主要起源于外部电流体系，这些外部电流在导电的地球介质中所产生的感应电流产生了变化磁场的内源场部分，即感应磁场。

一、太阳静日变化 S_q 的感应磁场

如上所述，舒斯特最早分析了地磁静日变化 S_q，发现 S_q 的主要部分起源于地球以外的高空电流体系，但地下电流的贡献也是不可忽略的。他猜测，这个内源场可能是变化的外源场在地球内部的感应电流所产生的。为了检验这一假说，他研究了均匀导体球的电磁感应问题，其结论是，导体球必须小于地球，计算结果才能与观测值符合得较好。也就是说，地球的最外层是不良导电层或绝缘层。后来，查普曼等人进行了系统的深入研究，结果表明，S_q 外源场与内源场之比约为 2∶1，相位差约为 1 小时，地表非导电层的厚度约 250 km。

地磁场的 S_q 变化可以用球谐函数表示如下

$$U = a\sum_{n=1}^{\infty}\sum_{m=0}^{n}\left\{\left[e_{n,a}^{m}\left(\frac{r}{a}\right)^{n} + i_{n,a}^{m}\left(\frac{a}{r}\right)^{n+1}\right]\cos mt + \left[e_{n,b}^{m}\left(\frac{r}{a}\right)^{n} + i_{n,b}^{m}\left(\frac{a}{r}\right)^{n+1}\right]\sin mt\right\}P_n^m(\cos\theta)$$

$$= a\sum_{n=1}^{\infty}\sum_{m=0}^{n}\left\{e_n^m\left(\frac{r}{a}\right)^{n}\cos(mt+\varepsilon_n^m) + i_n^m\left(\frac{a}{r}\right)^{n+1}\cos(mt+\iota_n^m)\right\}P_n^m(\cos\theta) \tag{8.1}$$

式中 $e_{n,a}^m, e_{n,b}^m, e_n^m, \varepsilon_n^m$ 是外源场系数，$i_{n,a}^m, i_{n,b}^m, i_n^m, \iota_n^m$ 是内源场系数。中低纬度区内外源场等效电流体系如图 6.19 所示。表 8.1 列出了内外源场的振幅比和相位差的几个早期计算结果。由于 S_q 磁位在南北半球大致呈反对称分布，所以式(8.1)所包含的球谐项中 $(n-m)$ 为奇数的项占优势，特别是 $n-m=1$ 的前四项更重要。

表 8.1 S_q 内外源场的振幅比和相位差的几个计算结果

n	m	Chapman(1919)		Hasegava(1936)		Benkova(1940)	
		e/i	$\varepsilon-\iota$	e/i	$\varepsilon-\iota$	e/i	$\varepsilon-\iota$
2	1	2.8	−13°	2.30	−9°	2.34	−5°
3	2	2.2	−18°	2.43	−10°	2.30	−5°
4	3	2.5	−21°	2.25	−14°		
5	4	2.7	−23°				

二、太阴日变化 L 的感应磁场

地磁场的太阴日变化 L 也是一种重要的周期变化，虽然幅度较小，但是从单个台站和全球台网的记录中，仍然可以确定地分离出这一部分规则变化。不过，在分离 L 变化时应当特别注意，由于 L 变化幅度较小，而基本周期为 1 个太阴日(24 小时 50 分钟)，非常接近太阳日周期(24 小时)，再加 L 变化受到白天大晚上小的电离层电导率太阳周日变化的调制，不同月相的 L 形态各不相同。所以，必须用长时期的记录，合适的方法，仔细地加以分离。

与 S_q 类似，我们也可以用球谐分析方法分离 L 变化的内外源场部分，进而得到内外源场的振幅比与相位差，如表 8.2 所示。与 S_q 类似，南北半球反对称的球谐项占优势。

表 8.2　L 内外源场的振幅比与相位差

n	m	Chapman(1919)		Hasegava(1936)		Benkova(1940)	
		e/i	$\varepsilon-\iota$	e/i	$\varepsilon-\iota$	e/i	$\varepsilon-\iota$
2	1	1.9	$-29°$		$-9°$	2.34	$-5°$
3	2	1.5	$-29°$		$-10°$	2.30	$-5°$
4	3	2.7	$-14°$		$-14°$		
5	4	2.0	$-17°$				

三、磁暴主相 Dst 的感应磁场

磁暴主相表现为 H 分量全球性的减小，主相及随后的恢复相持续时间一般比 S_q 和 L 长，因而它的感应电流可以穿透到地球更深处，为探测地球深部的电性提供了有用的资料。磁暴主相 Dst 近似以地磁轴为对称，所以它的主要部分可用带谐函数 $P_n^0(\theta)$表示，其中 $P_1^0(\theta)$远大于其他带谐项。图 8.2 是用全球 20 个地磁台的资料对一次磁暴分析的结果，其中带谐项 $P_1^0(\theta)$的内源场与外源场振幅之比 $i_1^0/e_1^0\approx0.37\sim0.39$。

四、地磁湾扰的感应磁场

湾扰是极光带电集流泄露到中低纬度地区而引起的一种地磁变化，持

续时间为几十分钟到几个小时，所以它的感应电流分布在地球浅层，对浅层电性的探测十分有用。图 8.3 是用中纬度 16 个地磁台的记录对一次亚暴的分析结果，内外源场振幅之比 $i_1^1/e_1^1 \approx 0.5$。需要说明的是，由于亚暴期间极光带磁扰特别大，所以用通常的球谐分析方法处理湾扰实际上是不可能。但是对于中低纬度区来说，可以用第二类缔合勒让德函数 $Q_n^m(\cos\theta)$ 代替 $P_n^m(\cos\theta)$。

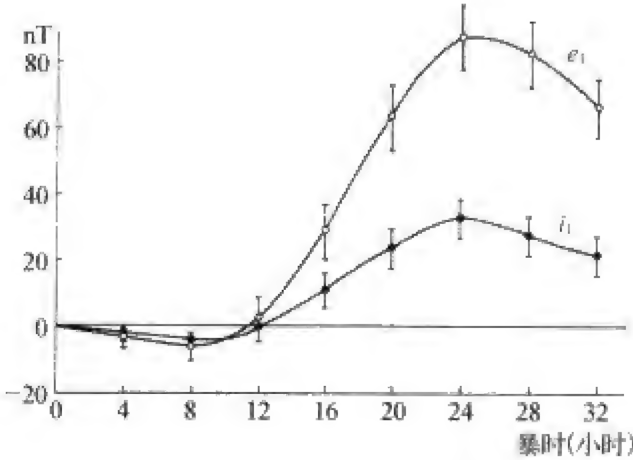


图 8.2 1936 年 6 月 18～19 日磁暴主相 Dst 内外源磁场位的计算结果

一阶带项函数的内外源场系数 i_1 和 e_1 单位为 nT。

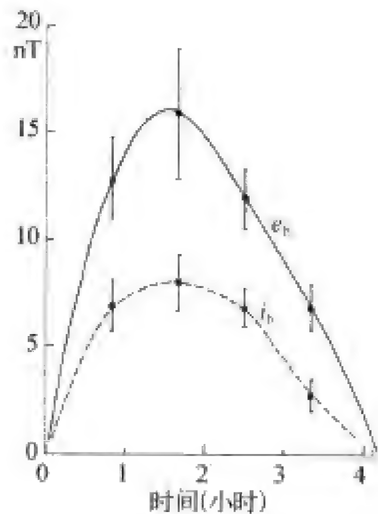


图 8.3 1933 年 2 月 24 日湾扰内外源磁场位的计算结果

图中的 e_b 和 i_b 是第二类缔合勒让德函数 $Q_1^1(\cos\theta)$ 的系数。

五、地磁钩扰的感应磁场

钩扰的持续时间通常比湾扰短，并且主要分布在向日面中低纬度区，与 S_q 有相似的内外源电流体系。图 8.4 是 1958 年 8 月 16 日钩扰最大时的内外源场的磁位等值线分布，等值线上的数值等于磁位除以地球半径(单位 nT)，零磁位等值线基本沿着赤道把磁位等值线分成南北两个涡形结构。内外源场最大磁位之比约为 0.5。由 $\boldsymbol{B} = -\nabla U$ 可以确定，内源场的水平磁场基本与外源场水平磁场同向，而垂直分量反向。

六、磁暴急始 SSC 的感应磁场

磁暴急始 SSC 是一种比湾扰和钩扰持续时间更短的地磁变化，典型持

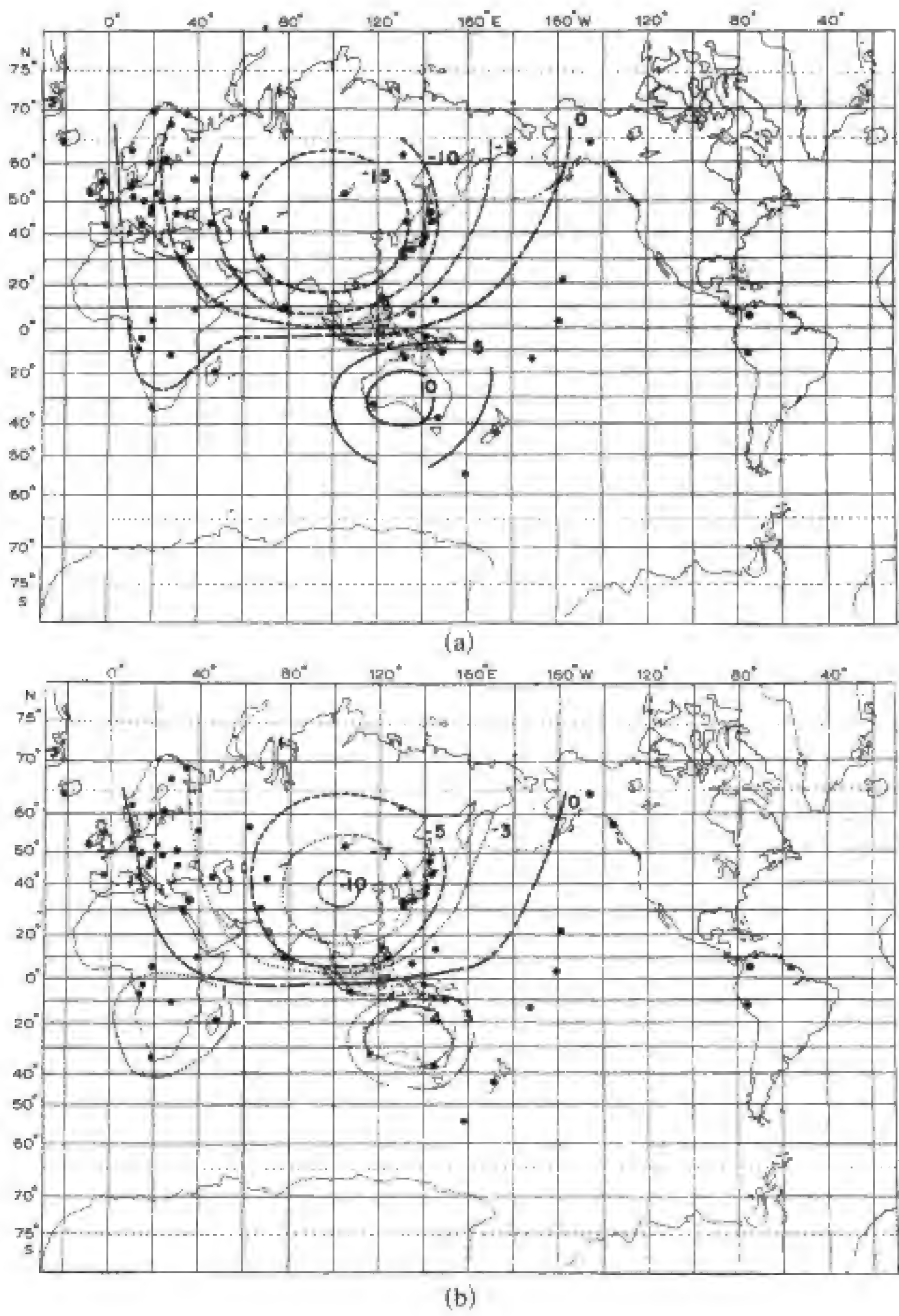


图 8.4 1958 年 8 月 16 日钩扰最大时的外源(a)和内源(b)磁位

等值线上的数值是磁位除以地球半径(单位 nT),并不表示磁场值。

续时间为几分钟,因此常用来研究地球表层电导率和海洋的影响。SSC 外源场基本上是平行于地磁轴的均匀磁场,它的磁位可以用一阶带谐函数表示为

$$U = a\left[\frac{r}{a} e_1^0 + \left(\frac{a}{r}\right)^2 i_1^0\right] P_1^0(\theta) \tag{8.2}$$

由此可得地表($r = a$)的磁场分量

$$\begin{cases} \Delta X = -(e_1^0 + i_1^0)\sin\theta \\ \Delta Z = (e_1^0 - 2i_1^0)\cos\theta \end{cases} \tag{8.3}$$

对国际地球物理年的许多磁暴急始分析表明，随着 SSC 持续时间的缩短，内外源场的比值趋近于 1/2，如图 8.5 所示。

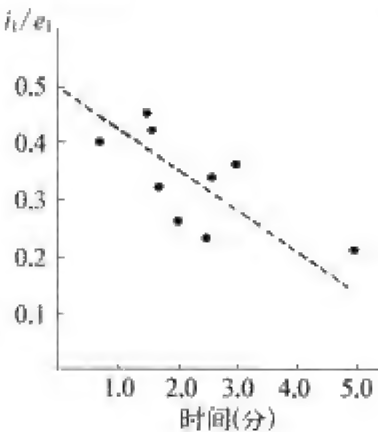


图 8.5 磁暴急始 SSC 内外源场的比值随持续时间的变化

七、地磁扰日变化 S_D 的感应磁场

地磁扰日变化 S_D 的主要部分分布在高纬度极光带，因此，除了可用一般的球谐函数描述外，我们还可以用更简单的函数形式来近似表达 S_D 磁位的空间分布

$$U = \sum_n \left[(e_{nc}\mathrm{e}^{-nz} + i_{nc}\mathrm{e}^{nz})\cos nx + (e_{ns}\mathrm{e}^{-nz} + i_{ns}\mathrm{e}^{nz})\sin nx\right] \tag{8.4}$$

式中，坐标轴 x 以地磁南向为正，z 轴以垂直向下为正。表 8.3 是对 1932 年 10 月 15 日世界时 22～23 点扰日变化 S_D 的分析结果，分析中使用了近似垂直于极光带的欧洲地磁台链的 X 和 Z 地磁分量资料。由表的最后一列可以看出，S_D 的内外源场比值约为 0.4～0.5。

表 8.3 1932 年 10 月 15 日世界时 22～23 点扰日变化 S_D 的内外源场分析结果

n	$(e_{nc}^2 + e_{ns}^2)^{1/2}$nT	$(i_{nc}^2 + i_{ns}^2)^{1/2}$nT	$\dfrac{(i_{nc}^2 + i_{ns}^2)^{1/2}}{(e_{nc}^2 + e_{ns}^2)^{1/2}}$
1	101.6	41.4	0.407
2	76.8	31.0	0.404
3	40.2	20.8	0.517
4	23.0	9.4	0.409

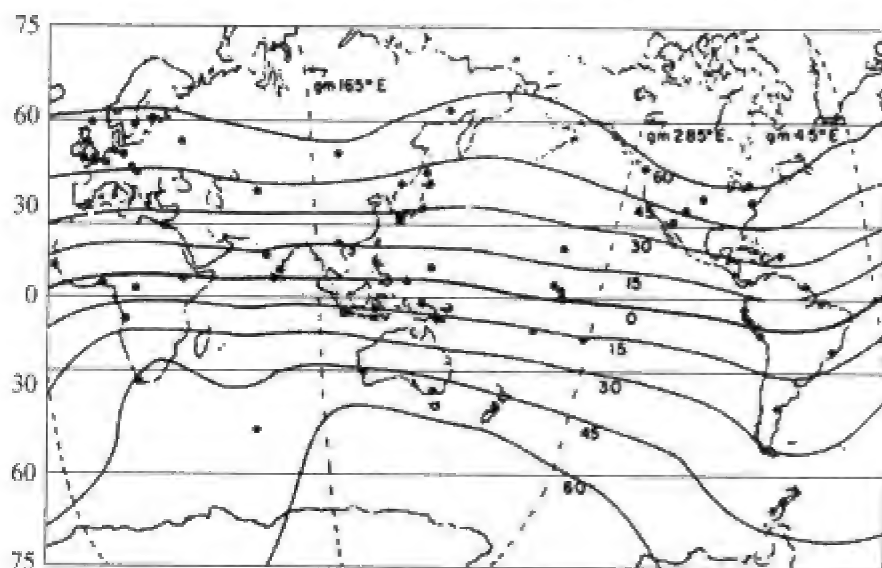
除了上述地磁变化外，常常用来探测地球浅层电性的短周期变化有各种类型的脉动。探测深层电性要用周期较长的变化，主要有13.5日、27日周期变化。此外，半年、周年变化，甚至11年周期变化也试图用来推断更深部的电导率(Rikitake,1966)。

第三节　区域感应磁场的形态学特点

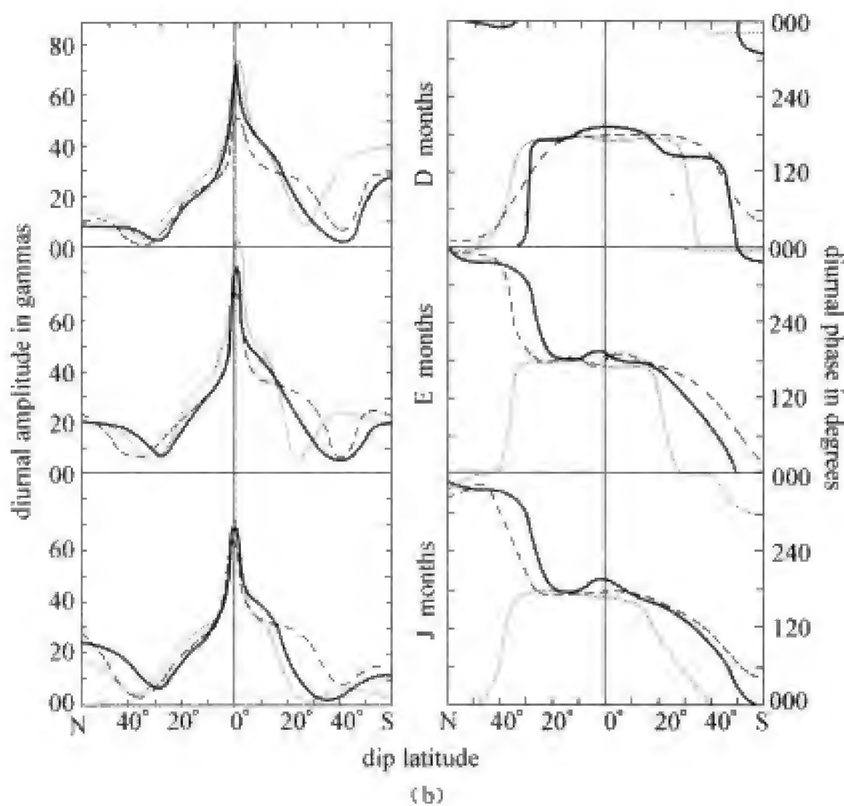
一、大陆感应磁场的差异

一般来说，全球电磁感应问题需要有全球的观测资料，这样得到的是全球平均的感应磁场和全球平均的电导率分布。这种平均感应磁场的特点是内源场与外源场的空间分布图案极为相似，不同的只是它们的强度和位相。

然而，人们早就注意到，不同地区的地磁日变化有不同的形态和幅度。松下祯见在分析IGY期间S_q和L变化时把全球分成3个经度扇区，如图8.6(a)所示(Matsushita and Maeda,1963)。第1区是欧洲-非洲区，地磁经度在45°到165°之间，有26个地磁台；第2区是亚太区，地磁经度165°到285°，包括25个台站；第3区是南北美洲区，地磁经度285°到45°，有18个台站。这种划分在很大程度上是考虑台站的分布，使每一区有足够的台站

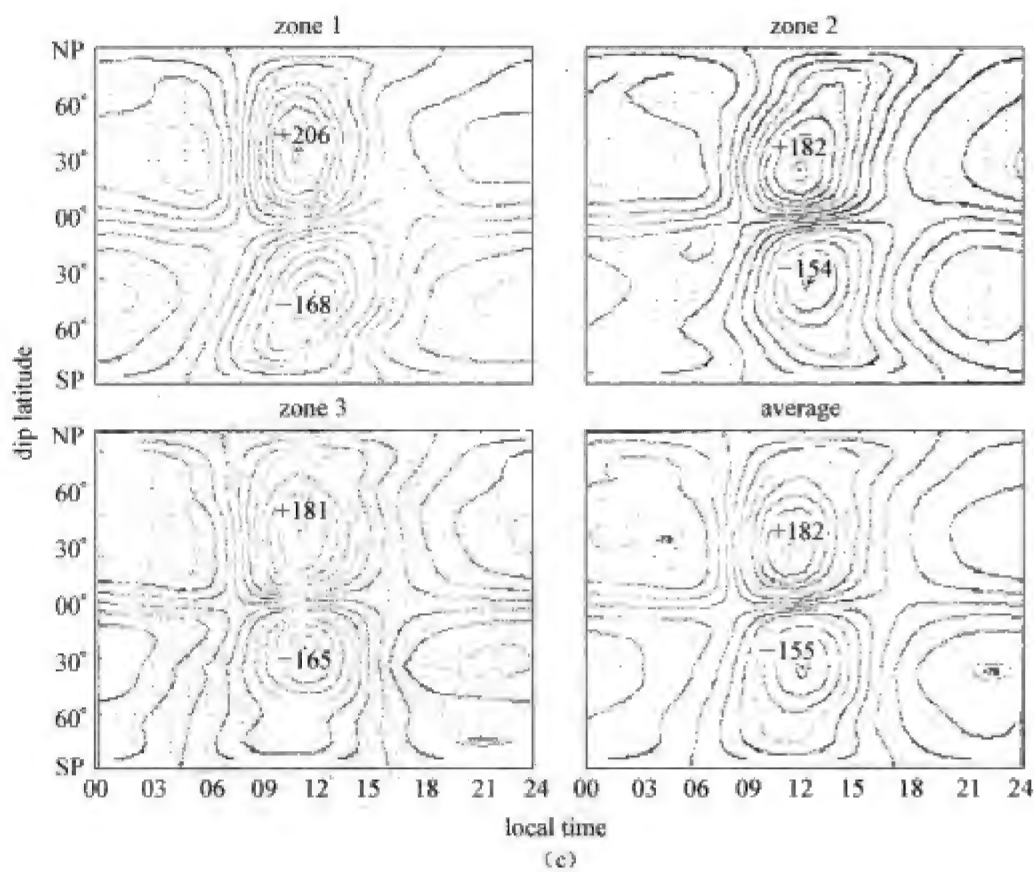


(a)



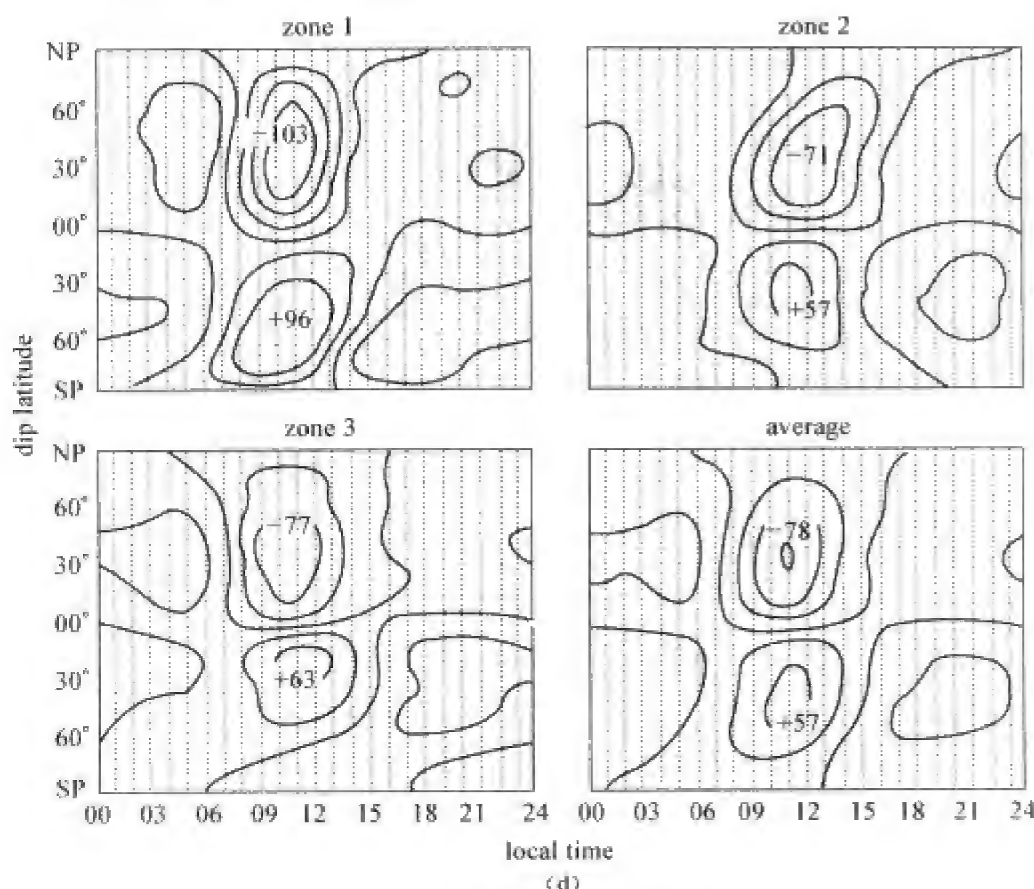
80
60
40
20
00
60
40
20
00
60
40
20
00
N 40° 20° 0° 20° 40° S
diurnal amplitude in gammas
D months
E months
J months
000
240
120
000
240
120
000
240
120
000
N 40° 20° 0° 20° 40° S
diurnal phase in degrees
dip latitude

(b)



zone 1
zone 2
zone 3
average
+206
−168
+182
−154
+181
−165
+182
−155
NP
60°
30°
00°
30°
60°
SP
dip latitude
00 03 06 09 12 15 18 21 24
local time

(c)



(d)

图 8.6　IGY 期间 S_q 电流体系

(a) 台站经度带的划分；(b) S_q 水平分量 H 一次谐波振幅与相位的纬度分布。虚线、实线和点线分别表示 1、2、3 带；(c) 3 个带年平均 S_q^e 电流的比较。等值线间隔 2.5 kA；(d) S_q^i 电流的比较。

进行分析。

分析结果表明，虽然三个区的 S_q 大致相似，但是其振幅和相位的纬度分布以及电流图案的南北对称性以及总电流都有一定的差异。

图 8.7 给出区域感应磁场差异的又一个例子（Matsushita and Xu，1984），该图显示了冬季月份地磁场 X 分量太阴日变化半日成分的相位随地磁余纬的分布。带有数字 1、2、3、4 的大黑点表示美国地磁台的相位，用虚线拟合；其余小黑点表示欧洲台站，用实线拟合，虚线和实线的差异一目了然。如果对比南北半球曲线的走势，我们看到，美国台站的曲线南北对称性较好，而欧洲台站明显不对称于相应的南半球。可以预料，由此得到的美国和欧洲的内源感应电流体系和感应磁场也不相同。

图 8.8(a)是不同世界时的 S_q 外源电流体系 J^e，虽然表现出一定的 UT 变化，但是总的说来，UT 变化并不明显。图 8.8(b)是 S_q 内源电流体系 J^i，UT 变化非常明显，远大于图 8.8(a)所示外源场的 UT 变化。显然，内

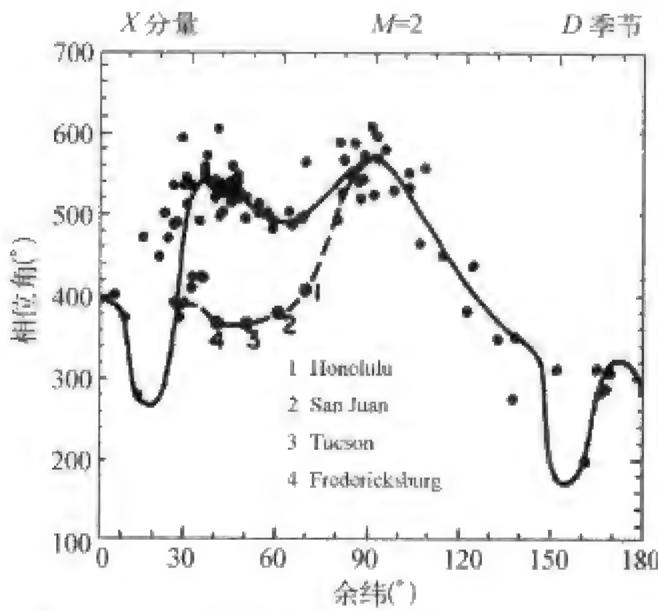


图 8.7 地磁太阴日变化区域差异的一个例子

图中表示的是冬季月份地磁场 X 分量太阴日变化半日成分的相位随地磁余纬的分布。数字 1、2、3、4 表示美国地磁台的数据，用虚线拟合，用实线拟合的小黑点表示欧洲台站的数据。

源感应场的这种 UT 变化不能完全归因于外源施感场的 UT 变化，它反映了不同经度地区地下电导率的差异(参看图 6.20)。

考虑到不同地区 S_q 的差异，坎贝尔(Campbell，1987，1988)发展出一种方法，用来分别研究每一块大陆的 S_q，其目的是想由 S_q 得到不同大陆的电导率结构，因此所用资料只能限于所研究的大陆地区。为了使用已经成熟的地球电磁感应技术，他将半球子午台链的资料扩展到全球，并论证了这种方法的可行性(见下章)。

二、海陆交界带的感应磁场异常与海岸效应

在考察海陆交界带的短周期地磁变化时人们发现，一定周期范围的变化磁场经常表现出一些异常特点，如感应磁场矢量总是落在一定的优势面内，这种异常叫做“地磁变化异常”。海陆交界带的这些异常既不能用海水中的感应电流来解释，也不能用地壳表层电性的差异来解释，它可能意味着海洋岩石圈与大陆岩石圈在电性上存在着明显差异。

这里所说的“地磁变化异常”与第四章中讲述的“地壳磁异常”是完全不同的两个概念，前者是快速变化的地磁场成分在空间分布上所显示的局部

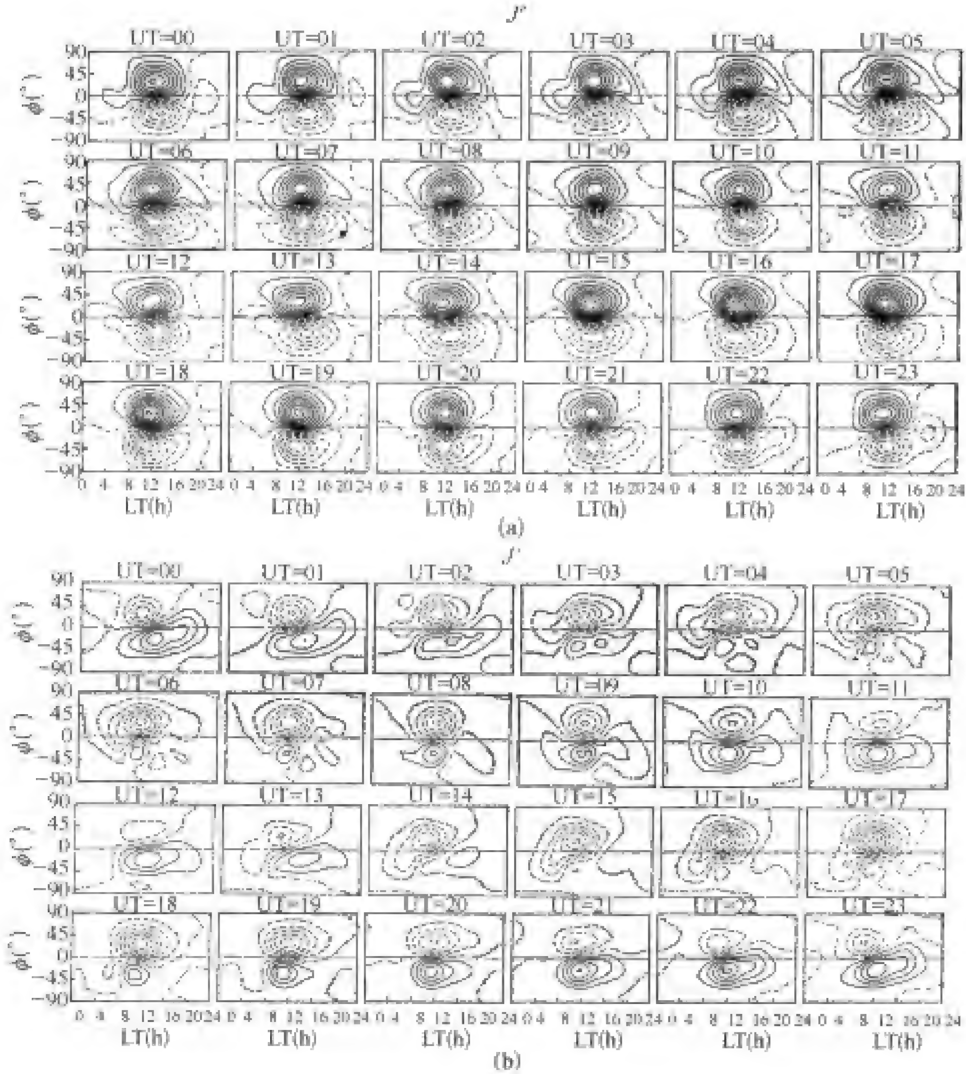


图 8.8 S_q 电流体系随世界时(UT)的变化

(a) 外源电流体系 J^e;(b) 内源电流体系 J^i。每一幅图的横轴表示地方时(LT = 0~24),纵轴表示地理纬度(ϕ = −90~90°),J^e 和 J^i 的等值线间隔均为 30 kA。外源电流体系虽然表现出一定的 UT 变化,但是变化不明显;内源电流体系的 UT 变化远大于外源场的 UT 变化。反映了地下电导率随经度而变化。

异常,它涉及的物理过程是电磁感应,其特征决定于地球介质的电学性质——电导率;而后者是由岩石磁性的局部差异所产生的,涉及磁化过程,决定于岩石的磁学性质——剩余磁化强度、感应磁化强度和磁化率。

帕金森研究了澳大利亚近海岸地磁台的短周期变化,发现地磁变化矢量趋向于落在一个特定的平面内,他把这个平面称做"优势平面"。优势平面的向下法线指向台站附近的深海,而且,愈靠近海岸,优势平面的倾角愈大。帕金森用优势平面的向下法线在水平面内的投影同时表达出这种方向特征和倾角特征,这个水平投影矢量叫做"感应矢量",又叫"帕金森矢量"

(Parkinson,1962)。图 8.9(a)是短周期变化矢量的端点在单位球面上的投影,球心在观测点,上面的圆表示球面的上半部分,下面的圆表示球面的下半部分;圆心表示矢量垂直向上或向下,外圆表示矢量水平;虚线是最佳拟合大圆,表明磁场变化矢量基本落在一个平面上(优势平面)。图 8.9(b)是短周期地磁变化优势平面 AB 和相应的感应矢量 P 示意图。威斯提出类似的矢量来描述地磁变化异常,叫做威斯矢量,方向与帕金森矢量相反(Wiese,1962)。

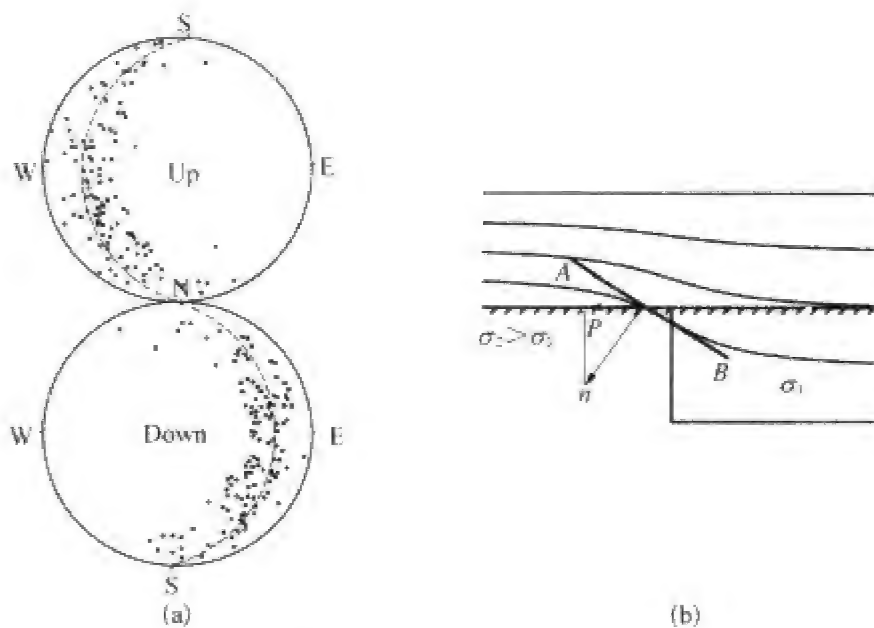


图 8.9 帕金森矢量的观测结果和原理示意图

(a) 短周期变化矢量的端点在以观测点为球心的单位球面上的投影,上下圆分别表示球面的上半部分和下半部分;虚线是最佳拟合大圆,给出优势平面,磁场变化矢量基本落在这个平面上;(b) 短周期地磁变化优势平面 AB 和相应的帕金森矢量 P 示意图。在左边的高导地块(电导率为 σ_2)与右边的低导地块(电导率为 σ_1,$\sigma_1<\sigma_2$)分界处,原来水平的磁力线发生弯曲,磁力线的切平面为 AB,它的向下单位法线为 n,n 在水平面内的投影定义为感应矢量(帕金森矢量)。

感应矢量存在优势平面的基本性质使我们可以把磁场变化写成下面的形式:

$$\Delta Z = a\Delta X + b\Delta Y$$

式中 a 和 b 叫传递函数,它是地下电导率和地磁场变化频率的函数。

图 8.10 是澳大利亚地磁台帕金森矢量的分布图,可以看到,矢量一致向外,指向海洋。由于这种异常发生在海岸附近,所以习惯上称之为"海岸异常"。

类似的海岸异常在加利福尼亚和其他地方也观测到了。图 8.11 是加

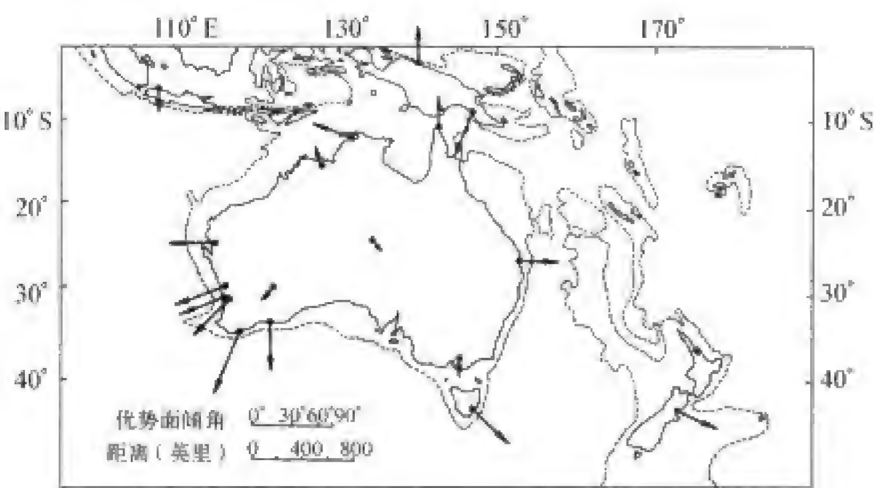


图 8.10 澳大利亚地磁台的帕金森矢量

箭头的长度表示优势平面倾角的大小，箭头指向高电导地幔(壳)。

利福尼亚海岸的帕金森矢量图。靠近海岸的台站记到很大的 ΔZ 变化，但 ΔH 和 ΔD 变化却较小。ΔZ 的量值向内陆和向海洋都逐渐减小，而 ΔH 和 ΔD 则逐渐增大。此外，ΔZ 的变化曲线与垂直海岸的地磁分量变化 ΔD 比较相似。

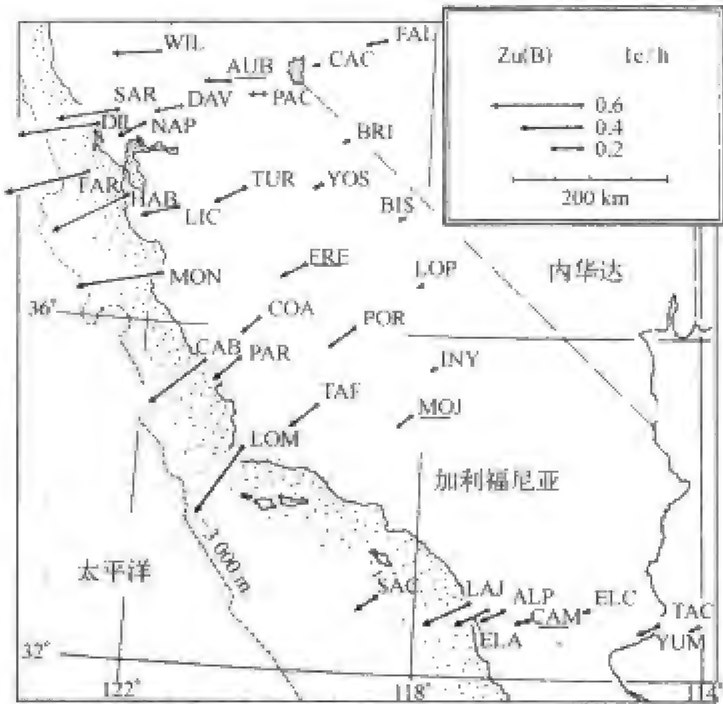


图 8.11 表示加利福尼亚海岸异常的帕金森矢量

对日变化分析表明，加利福尼亚海岸异常在 Z 分量的 S_q 变化中也有

明显反映，近海台站的 $S_q(Z)$ 大约为纬度相近的内陆台站的2倍。但是，H 和 D 分量却没有异常显示。

第四节 局地感应磁场与变化磁场异常

上节所述变化磁场异常出现在较大的空间范围内，是一种区域性的感应磁场差异。除此之外，还有更为局域的异常变化。

对比不同地磁台的短周期变化记录，我们会看到，有些台站的变化磁场与其他台站明显不同，与全球平均变化也有差异。更有趣的是，相距很近的地磁台，可能记录到相反的磁场变化。这种地磁短周期变化异常不仅出现在海陆交界带(如上节所述)，也出现在许多其他地区，典型观测事例有：

(1) 磁暴急始发生的时候，巴黎和格林威治两个地磁台记到符号相反的垂直分量变化；

(2) 相距 13 km 的波茨坦和赛丁记到的暴时 ΔZ 变化明显不同；

(3) 美国图森的各类地磁变化的 ΔZ 均小于周围地区；

(4) 日本中部湾扰变化 ΔZ 明显大于周围地区；

(5) 加拿大莫尔德贝地磁台的 Z 分量曲线异常"光滑"；

(6) 中国渤海沿岸、甘肃东部和汾渭地堑也发现了短周期地磁变化异常。

类似的异常现象在世界各地均有发现。归纳总结这些异常的特点，我们可以作出某些一般性的推断：

(1) 大多数异常区在一个方向或两个方向上延伸较小，这表明引起异常的源离观测点不远，而且尺度不大。这种现象无法用外源场的空间不均匀性来解释，只能归因于地下局部电导率异常引起的感应电流畸变。

(2) 地磁变化异常现象多出现在短周期变化中，这表明引起异常变化的源分布在浅层；有时在周期较长的 S_q 和 $D\mathrm{st}$ 变化中也可以观测到异常，暗示着有的异常源可能延伸到较大的深度。

(3) 地磁变化异常在 ΔZ 变化中表现最突出，这一特点与地磁感应理论相符。关于这一点，可以用图 8.12 予以简要说明。图 8.12 是中纬度地区 S_q 变化的内外源场部分及二者之和。可以看到，北向分量 X 和东向分量 Y 的内外源场同相，而垂直分量 Z 的内外源场反相。因此，感应场的微

小变化在 Z 分量上的表现要比 X 和 Y 分量明显得多，这也是在感应场研究中多使用 Z 分量的原因。

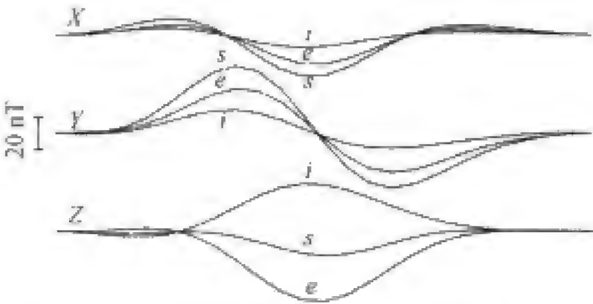


图 8.12　中纬度地区 S_q 变化的内外源场部分及二者之和

曲线上的字母 i、e、s 分别表示内源场、外源场和合成场变化

一、日本中部异常

日本的地磁变化异常只分布在本州中部靠太平洋西海岸的一块不大的区域内。异常变化在各类变化磁场中都有表现，但是特点不同。在 *ssc*、湾扰、钩扰等短周期变化中，异常变化表现为 ΔZ 明显增大，在周期较长的 S_q 变化中，表现为 Z 分量相位提前，在周期更长的 Dst 变化中，表现为内外源场比明显减小。

图 8.13 是日本 12 个台站同时记到的一次湾扰。可以看出，H 和 D 分量在整个地区是相当均匀的，但 Z 分量在中部台站（编号为 6、7、8、9）明显增大。图 8.13(c)画出了湾扰极大时 Z 分量等值线图，清楚地勾画出一个椭圆形的中部异常区。将变化磁场的内外源部分分离，结果表明，外源场在大范围内非常规则，而内源场等磁位线在日本中部地区形成圈闭形结构。这种感应场的局部特点不可能用均匀电导率模型或水平分层电导率模型解释。

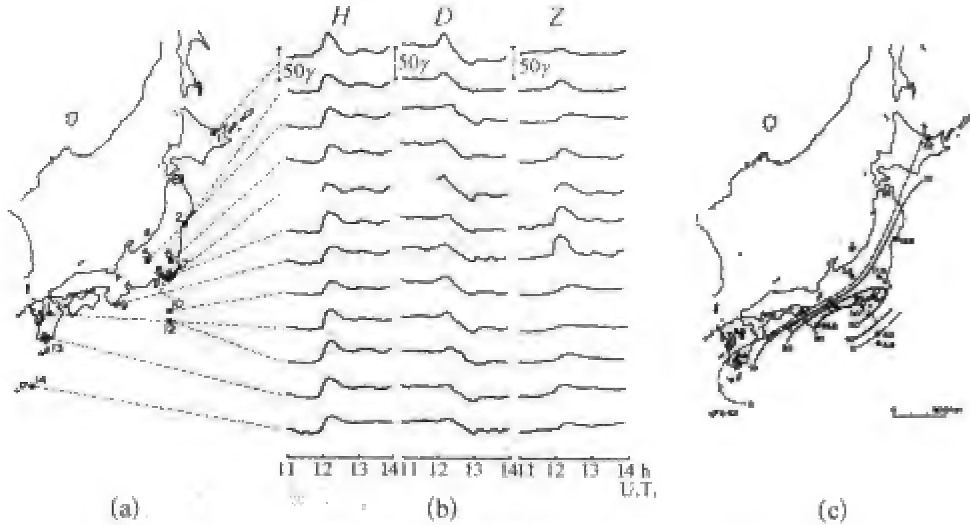


图 8.13　日本 12 个台站同时记到的一次湾扰

(a) 台站分布；(b) 湾扰变化；(c) 湾扰极大时 Z 分量等值线图。

图8.14是日本四个地磁台不同季节的平均 S_q 变化曲线。显著的异常发生在垂直分量中午极小值出现的时间上，日本中部台站6和8的极小值时间比其他两个台早2小时，但在水平分量和偏角上没有看到这种差异。由于 S_q 的周期比湾扰、钩扰等变化长得多，所以异常原因应该在更深处。

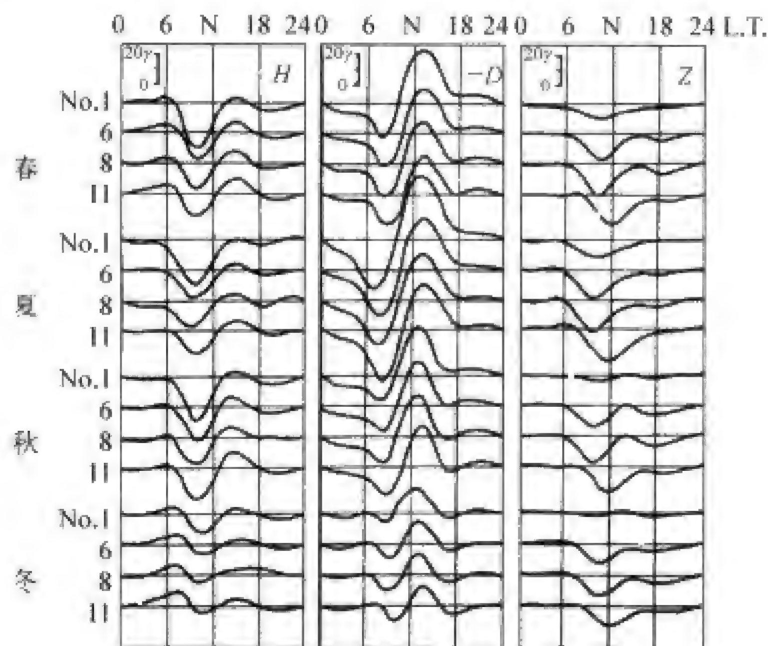


图8.14 日本四个地磁台不同季节的平均 S_q 变化曲线

周期比 S_q 更长的变化磁场类型是磁暴 Dst 变化，它可以提供更深处的电导率信息。与湾扰、S_q 等不同的是，日本中部的 Dst 与日本其他地区没有明显差别，但是整个日本地区 Dst 的内外源场之比 i_1/e_1 只有0.24，远小于全球平均的0.4。这意味着日本岛几百公里以下地幔的电导率小于全球平均值，或者意味着覆盖于高导地幔之上的低导层比全球平均的低导层厚。

二、德国北部异常

通过德国北部汉诺威有一条东西向的分界线，在磁暴急始、地磁湾扰等变化发生时，分界线附近的 ΔZ 很小，分界线南北两侧的 ΔZ 符号相反，这就是著名的“德国北部变化磁场异常”。图8.15是沿着两条南北向剖面记录到的地磁湾扰变化，可以清楚地看到分界线两侧 ΔZ 反向的特点。异常的另一个特点是，在 ΔZ 值较小的台站上 ΔH 增大(例如Ebs台)。与日本中部异常不同的是，这里 S_q 变化没有异常，这表明电导率异常不会太深。

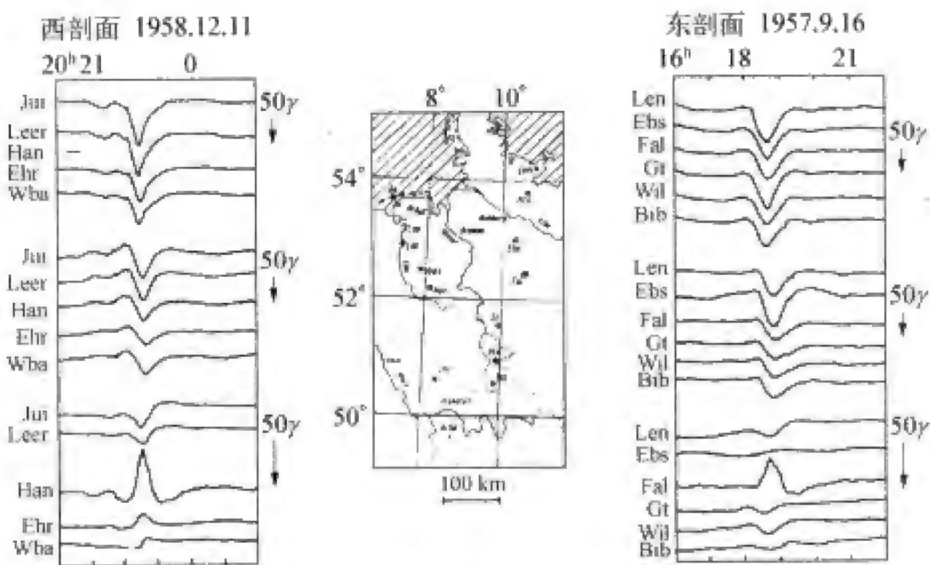


图 8.15 德国北部两条南北剖面的湾扰三分量记录

在欧洲的其他地区也陆续发现了一些地磁变化异常，如意大利、捷克、罗马尼亚、匈牙利等地区。

三、加拿大北部异常

在加拿大北部，靠近地磁北极的帕里群岛，观测到另外一种类型的地磁变化异常，典型的表现是莫尔德贝(Mould bay)地磁台附近地磁场 Z 分量短周期变化强烈衰减。图 8.16 是莫尔德贝地磁台和附近的阿勒特(Alert)以及雷索柳特(Resolute bay)地磁台的地磁日变曲线，曲线表现出极区磁场具有非常丰富的短周期扰动变化，但是，莫尔德贝 Z 分量曲线却异常地“光滑”，几乎看不到任何短周期变化。对该台各分量变化的频谱分析表明，Z 分量的能量密度随着频率的增加而异常减小，如图 8.17 所示，该图给出 Z 分量能量密度与 X 分量能量密度之比，比值的明显减小发生在周期小于 100 分钟的短周期范围内。周期大于 100 分钟的变化没有显示出明显异常，莫尔德贝的日变化也是正常的。这说明，引起莫尔德贝异常的源分布在地壳较浅的地方。

与莫尔德贝异常形成强烈对比的是，在相距 700 km 的雷索柳特，没有发现任何异常衰减的现象，这说明造成莫尔德贝异常的源是局地的。

除了莫尔德贝 Z 分量短周期变化强烈衰减外，阿勒特的水平分量表现出另一种异常特点：在很大的周期范围内，X 分量和 Y 分量几乎呈镜像变化。换句话说，磁场变化的水平矢量总是落在西北-东南方向上。

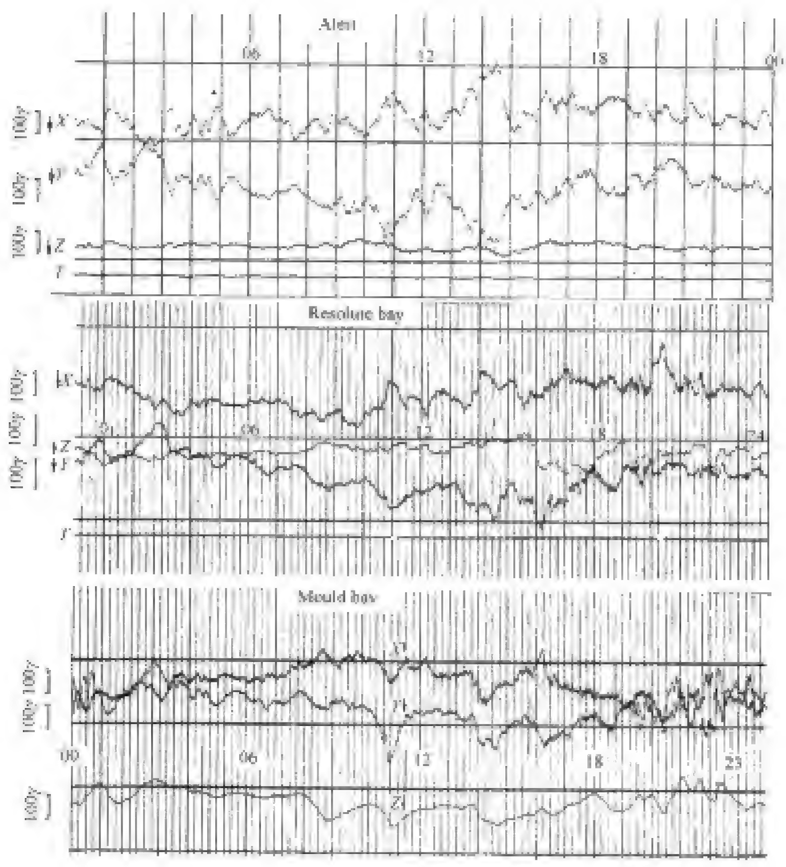


图 8.16 加拿大北部群岛阿勒特、雷索柳特、莫尔德贝的地磁日变记录曲线

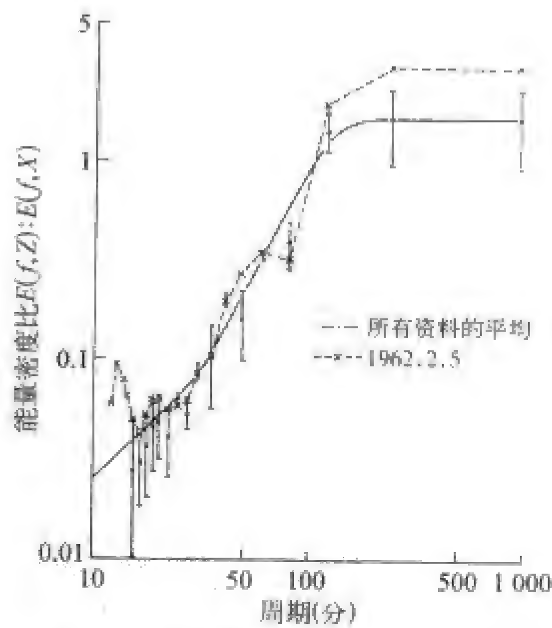


图 8.17 莫尔德贝地磁台 Z 分量的能量密度与 X 分量的能量密度之比

四、中国甘肃东部异常

在磁暴急始发生时，甘肃东部的兰州和天水总是记到相反的 Z 分量变化(徐文耀等，1978)。图 8.18 是甘肃东部 6 个地磁台的一次急始磁暴记录曲线。如果通过兰州和天水画一条线，把甘肃东部分为南北两区，北区的兰州、固原记到正的 Z 分量变化，而南区的天水、礼县记到负的 Z 分量变化。这与德国北部异常的情况非常相似。

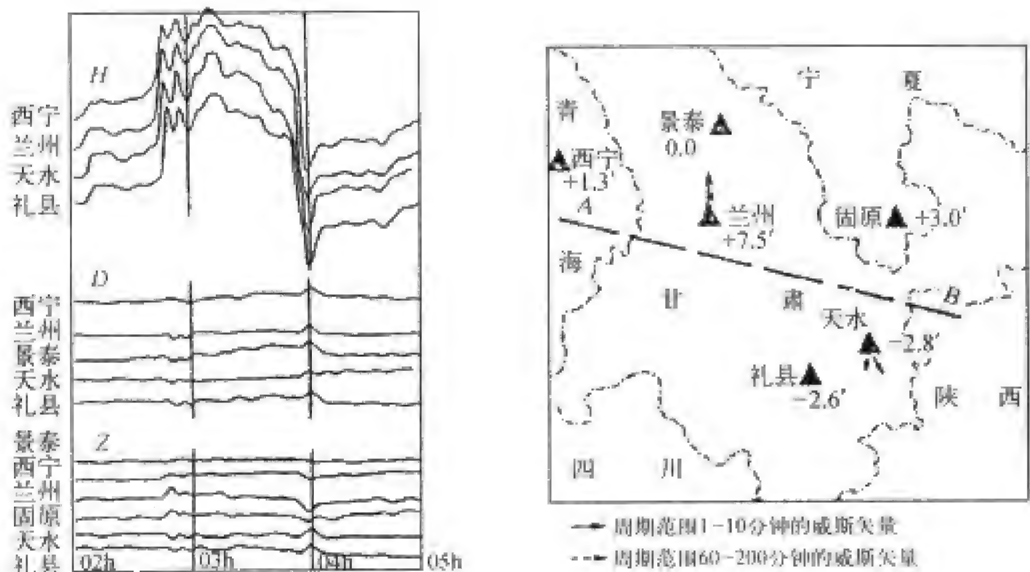


图 8.18 中国甘肃东部地磁短周期变化异常

左图是 6 个地磁台对一次急始地磁暴的三要素记录曲线，右图表示出急始期间地磁扰动的威斯矢量。

在把分析区域向东扩展之后，发现汾渭地堑是划分 + Z 变化和 - Z 变化的分界线，这一事实表明，变化磁场异常与地质构造可能有密切关系，这种关系为变化磁场异常的物理解释提供了很好的地质和地球物理依据。

五、中国渤海湾异常

陈伯舫(1974)分析了中国华北地区昌黎、北京、天津、大连等地磁台在磁暴急始和湾扰期间地磁变化特点，发现在渤海西岸存在着短周期变化异常，主要表现为昌黎台感应矢量明显大于周围北京、天津、大连等台站的感应矢量(图 8.19)。这一特点表明，渤海湾昌黎附近地下电导率存在较明显的横向变化。

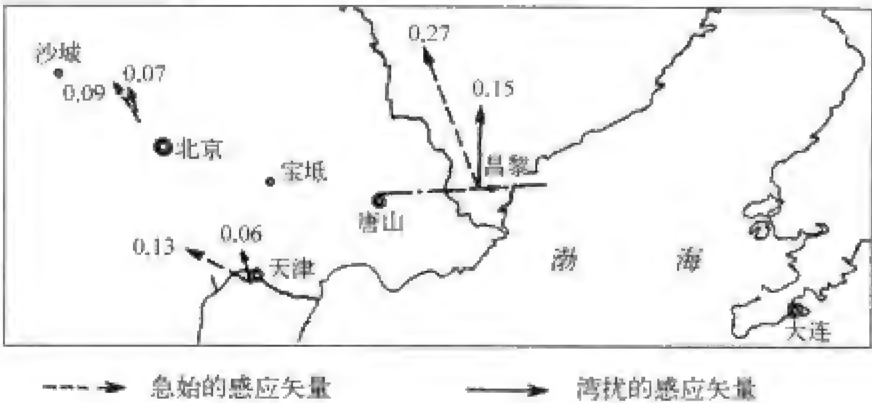


图 8.19 中国渤海湾地磁短周期变化异常

箭头表示威斯矢量。

六、地磁测深异常

地磁测深是用同样的仪器在一块面积上进行地磁场变化的同时观测，各分量的观测结果可以用时变曲线表示，也可以用等值线表示。图 8.20 是地磁测深的一个例子。在测区内沿东西方向布设了 4 条剖面，每个剖面布设 5～7 个测点，图中的记录长 10 小时。可以看出，在整个测区，X 和 Y 分量均匀分布，而 Z 分量在第 4 剖面上显示出明显增大的异常特点。

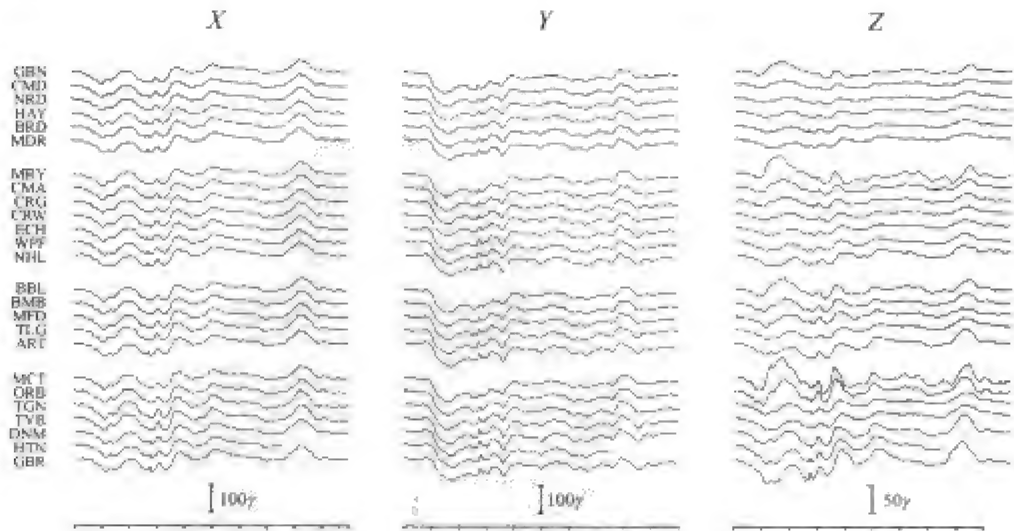


图 8.20 地磁测深的一个例子

4 组曲线(每组 5～7 条)表示 4 个东西向剖面各测点的变化磁场。明显的异常出现在第 4 条剖面上。

参 考 文 献

Achache J, Yves C, Unal G. The French program of Circumterrestrial Magnetic Surveys using stratospheric balloons[J]. EOS Trans. AGU, 1991, 72: 97-101.

Cagniard L. Basic theory of the magnetotelluric method of geophysical prospecting[J]. Geophys., 1953, 18(3): 605-635.

Campbell W H. Introduction to Electrical properties of the earth's mantle[J]. Pure Appl. Geophys, 1987, 125: 193-204.

Campbell W H, Schiffmacher E R. Upper mantle electrical conductivity for seven subcontinental regions of the earth[J]. J. Geomagn. Geoelec., 1988, 40: 1387-1406.

Campbell W H. Introduction to Geomagnetic Fields [M]. New York: Cambridge University Press, 1997.

Chapman S, Bartels J. Geomagnetism[M]. Oxford: Clarendon Press, 1940.

Jackson J D, Classical Electrodynamics[M]. New York, London, Sydney, Toronto: John Wiley & Sons, Inc., 1975.

Matsushita S, Campbell W H. Physics of Geomagnetic Phenomena [M]. New York: Academic Press, 1967.

Parkinson W D. The influence of continents and oceans on geomagnetic variations[J]. Geophys. J. Roy. Astro. Soc., 1962, 6: 441-449.

Parkinson W D. Introduction to Geomagnetism [M]. Edinburgh and London: Scottish Academic Press, 1983.

Rikitake T. Electromagnetism and Earth's Interior[M]. Amsterdam: Elsevier Publishing Company, 1966.

Schuster A. The diurnal variation of terrestrial magnetism[J]. Phil. Trans. Roy. Soc. Lond., 1889, A180: 465-518.

Steward B. Terrestrial Magnetism[M]//Encyclopedia Britannica, 9th edition, 1882.

Tikhonov A N. Determination of the electric characteristics of the deep strata of the Earth's crust[J]. Dokl. Akad. Nauk SSSR, 1950, 73: 295-297.

Tschu K K. On the practical determination of lunar and luni-solar daily variations in certain geophysical data[J]. Australian J. Sci. Res., 1949, A2: 1-24.

Tschu K K. On the evolution of methods of determining L[J]. Pure Appl. Geoph., 1989, 131(3): 527-531.

Untiedt J. Conductivity anomalies in central and southern Europe [J]. J. Geophys. Geoelectr, 1970, 22(1-2): 131-149.

Whitham K. An anomaly in geomagnetic variations at Mould Bay in the Arctic archipelago of Canada[J]. Geophys. J., 1963, 8: 26-43.

陈伯舫. 渤海西岸的电导率异常[J]. 地球物理学报, 1974, 17(3): 169-172.

胡友秋. 电磁学[M]. 北京: 高等教育出版社, 1994.

力武常次.地球电磁气学[M].日本：岩波书店，1972.

徐文耀，祁暌，王仕明.甘肃省东部地区短周期地磁变化异常及其与地震的关系[J].地球物理学报，1978，21(3)：218-224.

杨诺夫斯基.地磁学[M].刘洪学，周瑰秀译.北京：地质出版社，1982.

第九章　地球感应磁场的岩石电性起源

第一节　地球电磁感应的一般概念

地球感应磁场是地磁场中独具特色的一部分。由于地球介质具有一定的导电性，所以，地球外部或内部的变化电磁场在地球内部会产生感应电流和感应电磁场。我们在地球表面或空间实际测量到的变化电磁场是一次施感场(inducing field)与二次感应场(induced field)的矢量和。通常，一次施感场是磁层-电离层电流体系产生的变化磁场，称作外源场，相应的感应磁场称作内源场。

感应电磁场除了与源场的强度、分布和变化频率有关外，还与导体的几何结构(形状、线度)和电磁性质(电导率、磁导率)有关。地球介质的磁导率一般接近于真空磁导率，可视为常数。所以，感应电磁场仅同地球介质的电性有关。根据电磁感应理论可由地球表面磁场和电场的实测资料推断地球内部电导率的分布。

应用变化磁场探测地球内部电导率的原理就是电磁感应理论，通过分析地下感应电磁场与外部施感场的关系来了解和推测地下电性结构。例如，地球若是绝缘体，则没有感应场，内外源场振幅比为零；如果地球是理想导体，则内外源场振幅比等于1，相位差为零；真实的地球既非绝缘体，也非理想导体，所以内外源场振幅比介于0与1之间，并有一定相位差，根据不同频率电磁场的振幅比和相位差可以推测地下电导率结构。

应用电磁感应理论探测地球内部电导率的方法可以分为两类。一类是地磁测深(Geomagnetic Deep Sounding，简称为GDS)，在一定范围内布设

测网，测量地磁场三个要素，如北向分量 H、偏角 D 和垂直分量 Z，主要目的是研究电导率横向变化梯度。感应磁场可以用一台便携式磁力仪依次在测网各测点进行测量，用各点的感应矢量(帕金森矢量或威斯矢量)来描述其异常特点；也可以用台阵进行多点同时测量，用地磁分量的等值线，特别是 Z 分量等值线来描述。另一类方法是大地电磁测深(Magneto-Telluric Sounding，简称为 MT 方法)，除测量地磁场水平分量 X 和 Y 之外，还要同时测量地电场的北向分量和东向分量，其主要目的是研究电导率的垂直分布。

一、球体的电磁感应

地球电磁感应的理论基础是分别求解地球内部和外部电磁场所满足的方程，然后利用地表界面的连续条件把两个区域的解联系起来。在这里，地球表面形成两种介质的自然分界面：地球内部介质是导体，电磁场满足麦克斯韦方程；地球外部介质可以看成为绝缘体，磁场是保守场，磁势满足拉普拉斯方程。由于地磁学所涉及的电磁场变化一般都很缓慢，所以地球内部的位移电流可以忽略不计，电磁场变化的主要特点是由较强的区域向较弱的区域扩散，而不是以波动形式向外传播。

1883 年，兰姆对周期性外源场在均匀导体球中的电磁感应问题进行了理论研究，这是地球电磁感应理论最早的基础工作(Lamb，1883)。1889 年，舒斯特应用兰姆的理论讨论了地磁日变化的内、外源场关系(Schuster，1889)。1919 年，查普曼将兰姆和舒斯特的结果用于地球电导率模型和地磁静日变化的分析，首次获得了地球内部电导率的分布参数(Chapman，1919)。1931 年，查普曼和普赖斯用均匀地球模型研究了非周期源场的感应问题，并应用暴时变化求得地球内部电导率的分布参数(Chapman and Price，1931)，但结果与磁静日变化的结果不同。1939 年，拉希里和普赖斯修改了上述均匀地球模型，假定电导率随半径呈幂指数变化，并用来研究周期性和非周期性源场的电磁感应理论(Lahiri and Price，1939)。

直到 20 世纪 50 年代以前，地球电磁感应都以地球整体为研究对象，称为球体的电磁感应问题。它所面对的现象是行星尺度的地磁场变化，它所关心的问题是电导率随半径的变化，因此是一维模型，它所得到的结果是全球平均的电磁性质。

在解决球体电磁感应问题时，唯一可用的观测资料是地面电磁场测量资料，希望得到的是地球电导率。解决问题的思路大致如下：由电磁理论建立不同周期外源施感场与内源感应场的关系(如振幅比和相位差等)，这

种关系决定于地球电导率分布：由实测电磁场求得内外源场的振幅比和相位差等关系，由此推断出地球内部电导率。由于问题涉及的源场、感应场、电导率分布都是全球性的，所以，得到的电导率也是全球平均的。

二、电导率异常和二维与三维模型研究

1950 年，日本学者力武常次首先发现了日本中部短周期地磁变化异常(Rikitake，1950)，接着，巴特尔斯报道了德国北部异常(Bartels，1954)。这种局地异常表现在不同周期的变化磁场上，既不能归因于外源场的不均匀性，也不能用全球对称的一维电导率模型来解释，只能归因于地下电导率的横向变化，因此称作“短周期变化磁场异常”或“电导率异常”(Conductivity Anomaly，简称 CA)。为了认识这类异常现象，二维和三维电导率模型的电磁感应问题提上了研究日程。

1950 年，普赖斯研究了平面电磁感应理论(Price，1950)，同年，苏联的吉洪诺夫提出了大地电磁测深的物理思想(Tikhonov，1950)，1953 年，卡尼亚尔建立了实用的大地电磁测深理论(Cagniard，1953)。普赖斯-吉洪诺夫-卡尼亚尔的工作奠定了利用局部和单个测点的电磁场变化研究地球内部电性结构的理论基础，这是地球电磁感应理论的一个重要发展阶段。

20 世纪 60 年代，各国地球科学家联合执行了国际上地幔计划，随着观测技术的发展，地磁测深和大地电磁测深的观测研究取得了丰硕的成果。全球各地发现了许多同局部电磁场异常相联系的地壳和上地幔的电性结构异常，除了日本中部异常和德国北部异常外，在意大利、捷克、罗马尼亚、匈牙利、北美西北部、苏联贝加尔裂谷带等许多地区发现了地磁变化异常。在中国渤海地区和从宁夏到云南的南北地震带也观测到了局部电性结构异常。特别有意义的是这些电性异常多与构造活动带和地震带相对应。

随着近代计算技术的发展，地球电磁感应理论也发展到更高阶段，主要表现在源场效应的考虑和二维、三维模型的建立。早期的局部电磁感应和大地电磁测深方法假定源场均匀分布，1962 年普赖斯首先研究了源场非均匀分布对测深结果的影响。在此期间除提出了特殊二维构造(例如无限长圆柱体)的解析理论外，还发展了研究一般局部构造的二维和三维数值方法和反演理论，使分析结果更加符合实际。

对于局部电导率分布，相应的感应场也限于局部地区。这时可以把地球表面视为平面。对于水平分层电导率模型，由模型表面不同电磁分量的比值和相位可以导出模型电导率。在此，我们可以只用地磁场信息，这是磁

测深的方法。我们也可以同时利用磁场和电场的信息,用相互垂直的电场分量和磁场分量的比值与相位推测电导率,这就是大地电磁测深方法,目前这种方法已经发展到三维模型,并广泛用于地球深部探测。

第二节 电磁感应的基本原理

根据电磁学中的楞次定律,导体有一种“抵抗”外界电磁场进入内部的特性,或保持导体内部电磁场不变的趋势,实现这一“抵抗”行为的物理过程是导体表层产生感应电流,感应电流的方向总是企图抵消或部分抵消进入导体内部的电磁场,地球变化磁场的内源部分就是这样产生的。

感应电流的分布及大小一方面决定于外部施感场的分布、强度和变化频率,另一方面决定于导体的电磁性质。因此,感应电流及其产生的内源场携带着地球内部电磁性质的信息,如果已知外源场和内源场,我们就可以推断地球内部的电导率分布。

感应电流分布的深度依赖于施感场频率:频率越高,感应电流穿透深度越小,因此探测深度就越浅,这叫做“趋肤效应”。电磁感应的这一特性使我们可以用不同频率的磁场成分探测不同深度的电性,而地磁场宽广的频率谱正好为探测地球内部不同深度的电磁性质提供了天然的工具。

一、静止介质中缓变电磁场的感应方程

变化磁场的时间尺度比地球介质运动的时间尺度短得多,所以地球介质可以认为是静止不动的。另一方面,变化磁场的时间尺度又足够长,即使是最快速的变化磁场也属于缓变电磁场的范畴,因此可以忽略位移电流。这样,我们就可以用静止介质中缓变电磁场的感应方程来研究变化磁场的电磁感应问题。

令一般感应方程(3.16)中介质的运动速度 $v=0$,我们就得到了描述静止导体中电磁感应的扩散方程

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \eta_m \nabla^2 B \tag{9.1}$$

式中 $\eta_m = (\sigma\mu)^{-1}$ 是磁扩散率,它反比于介质电导率 σ 和磁导率 μ。

变化磁场一般是时间的复杂函数,但我们总可以把它表示成一系列不同频率的简谐函数之和。由于方程(9.1)是磁场 B 的线性方程,因此不同频率电磁波的结果可以叠加,于是我们只要考虑单一频率的简谐波就够了。

设简谐波的角频率为 ω,磁场可以写成如下形式

$$B(t) = B_0 e^{-i\omega t} \tag{9.2}$$

式中 B_0 是复数,记作 $B_0 = R + iI$。但是,我们在理解真实的物理磁场时,只用式(9.2)的实部。于是,式(9.2)可以写成

$$\begin{aligned} B_0 e^{-i\omega t} &= (R + iI)(\cos\omega t - i\sin\omega t) \\ &= (R\cos\omega t + I\sin\omega t) + i(I\cos\omega t - R\sin\omega t) \\ &= A\Big[\cos(\omega t - \varphi) - i\sin(\omega t - \varphi)\Big] \end{aligned} \tag{9.3}$$

式中
$$A = (R^2 + I^2)^{1/2}, \tan\varphi = \frac{I}{R} \tag{9.4}$$

磁场 B 的空间变化也可以用上面的方式表达。如果 B_0 写成

$$B_0 = B' e^{ikx} \tag{9.5}$$

则式(9.2)改写为

$$B(t,x) = B' e^{-i(\omega t - kx)} \tag{9.6}$$

将(9.6)代入感应方程(9.1),可以得到

$$i\omega\mu\sigma B' = k^2 B' \tag{9.7}$$

即

$$k^2 = i\omega\mu\sigma \tag{9.8}$$

二、趋肤效应和扩散时间

取直角坐标系 $O-xyz$,xy 平面为水平面,z 轴垂直向下。我们考虑一个均匀的水平振荡磁场 $\boldsymbol{B} = B_0\hat{x}e^{-i\omega t}$ 作用于半无限均匀导体空间($z > 0$),导体界面是水平面 $z = 0$。磁场进入导体后要逐渐衰减,所以可以把导体中的磁场表示成阻尼波的形式

$$B = B_0 e^{\alpha z} e^{-i\omega t} \tag{9.9}$$

代入式(9.1)得

$$\begin{aligned} \alpha^2 &= -i\omega\mu\sigma \\ \alpha &= \pm(1 - i)\sqrt{\frac{\omega\mu\sigma}{2}} \end{aligned} \tag{9.10}$$

在(9.10)式中的±号中,只有负号才是物理上合理的解,它表示磁场进入导体后逐渐衰减的情况。

令
$$s = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}} \tag{9.11}$$

则
$$B = B_0 e^{-z/s} e^{-i(\omega t - z/s)} \tag{9.12}$$

由式(9.12)可以看到,磁场强度随着进入导体深度 z 的增加而减小,深度每增加 s,强度减小到 $1/e$。磁场进入导体后趋向于分布在导体表层的这种现象叫做"趋肤效应"。s 表征磁场透入导体的深度,叫做"趋肤深度",或"穿透深度"。电导率和磁导率越大,磁场变化越快,则趋肤深度越小。除此之外,磁场进入导体后,相位也不断发生变化。深度每增加 $2\pi s$,相位改变 2π,所以把 $2\pi s$ 叫做导体中的"波长"。在一个波长的距离内,磁场强度减小到 $e^{-2\pi} = 1/535$。由此可见,进入导体的变化磁场经过一个波长的距离后,基本上衰减完了。

利用频率 ω 与周期 T 的关系 $T = 2\pi/\omega$,由式(9.11)可得

$$T = \pi s^2 \mu\sigma \tag{9.13}$$

T 表示磁场在导体中传过一个波长的距离所需要的时间,叫做"扩散时间"。

第三节 地球电导率模型

电磁感应问题分为正演和反演两类。在正演问题中,给定一次场和电导率模型,用电磁感应方程计算二次场。如果计算得到的二次场与观测得到的二次场符合(在一定误差范围内),则认为所选定的电导率模型就是要求的电导率模型。如果二者不符,则需修改电导率模型,重新计算,直到符合为止。在反演问题中,给定一次场和二次场,由电磁感应方程计算电导率分布。无论是正演问题,还是反演问题,在求解之前,都要深入认识一些典型导体的电磁感应特征,这对正确选取初始电导率模型非常重要。

地球电导率的实际分布是非常复杂的。就全球尺度的电导率分布来说,沿半径方向的变化最为重要。这种变化与温度、压力、密度、成分等随深度的变化密切相关。在半径方向上,地壳、地幔、地核三大部分的电导率截然不同,每一部分中电导率又随深度而变化。地球电导率除了沿半径方向变化外,沿水平方

向也发生变化，习惯上称之为横向变化，这是地球电导率分布的第二个特征。在水平方向上，海陆岩石圈的差异，不同板块以及板块不同部分的差异都会造成电导率的横向变化。至于范围更小的局部异常则几乎到处可见。

对于不同问题，需要采用不同的地球电导率模型。从几何学特征来看，模型大致分为两类，即半无限空间模型和球体模型。前者用于局部地区的电磁感应问题，后者用于全球的感应问题。从电性分布来看，有一维、二维和三维模型，每一种模型又有各向同性和各向异性之分。在众多的地球电导率模型中，最简单的是均匀半无限空间模型和均匀球体模型，其次是电导率只随深度变化的水平分层模型和同心球层模型。二维电导率模型通常用于在一个方向延伸很长的地质体，三维模型更多地用于浅层电导率分布的研究。

一、均匀半无限空间导体模型

当研究区域远小于源场尺度时，源场可以近似地被看做是均匀无限平面电磁波。此时，地球曲率可以忽略不计，如果进一步假定地下电导率是均匀的，就得到均匀无限半空间电导率模型。电导率与导体表面水平磁场与电场分量有如下关系

$$\sigma \approx \frac{5}{T}\left|\frac{B_y}{E_x}\right|^2 \tag{9.14}$$

式中 σ 是电导率，单位为 S/m；T 是电磁场变化周期，单位为秒；B_y 是沿水平方向 y 的磁场分量，单位为 nT；E_x 是沿水平方向 x 的电场分量，单位为 mV/km。用(9.14)式可以从地表电磁场求出地下电导率，这是大地电磁测深(MT)方法的基础。

电磁场的“穿透深度”(单位 km)决定于频率和电导率，由式(9.11)和 $\mu \approx 4\pi \times 10^{-7}$ H/m 可以得到

$$Z \approx \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{10T}{\sigma}} \tag{9.15}$$

实际上，地下电导率随深度而变化，所以由式(9.14)得到的电导率是式(9.15)所示深度的“视电导率”，而非真电导率。现在的 MT 反演技术已经能够处理电导率横向不均匀以及各向异性等更复杂的二维和三维情况。

由于电磁场的测量值总有误差，所以观测资料不可能被精确拟合，在规定误差范围内符合观测值的模型常常不止一个。借助地震、地热、地质和实验室实验等其他学科的资料，可以对 MT 结果进行评价和选择。

二、分层半无限空间导体模型

由均匀半无限空间导体模型发展出一维水平分层模型(如图 9.1 所示)以及更复杂的二维和三维模型，主要用于地球岩石圈，特别是几十公里以上的浅层。在这种电磁感应问题中，使用的一次场主要是脉动。

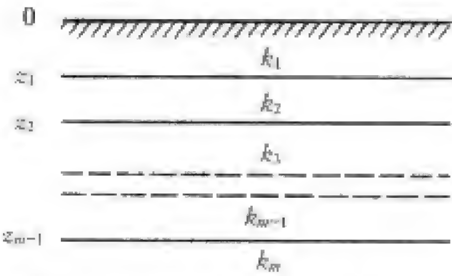


图 9.1 一维水平分层电导率模型

三、均匀导电球体模型

为了推断地球深部电导率，必须有分别来自内源和外源电流体系的磁场测量结果，这些电流体系的空间尺度必须远大于它们的趋肤深度，源电流必须变化缓慢而平滑。地磁 S_q、L 等变化就是满足这些要求的变化磁场，可以用来推断地幔电导率结构。

对于全球电导率分布来说，均匀电导率球体是最简单的模型。这个模型不仅在解释 S_q、L 等地磁变化的内源磁场时非常重要，而且，也为研究更复杂的地球电导率模型奠定了基础。

地球外源磁场(一次场或施感场)可以看成是许多球谐成分的线性叠加。如果地球电导率不随 θ 和 λ 变化，则一次场中每一个球谐函数成分所产生的二次场可以用同一球谐函数表达。由于电磁感应方程(9.1)是空间和时间的线性方程，所以，各球谐成分的感应问题可以分别处理，然后将它们的解叠加，即可得到总的二次场。这样，我们可以只考虑单一球谐函数的感应问题，从而使求解过程大大简化。

考虑一次场磁位中任一 n 阶 m 次球谐函数成分(略去上下标 n 和 m)

$$
\begin{aligned}
U^e &= a\left(\frac{r}{a}\right)^n (g_n^m \cos m\lambda + h_n^m \sin m\lambda) \boldsymbol{P}_n^m(\theta) \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega t} \\
&= a\left(\frac{r}{a}\right)^n e_n^m \cos(m\lambda + \varepsilon_n^m) \boldsymbol{P}_n^m \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega t} \\
&= a e_n^m \left(\frac{r}{a}\right)^n \boldsymbol{S}_n^m(\theta,\lambda) \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega t}
\end{aligned} \tag{9.16}
$$

式中 $\boldsymbol{S}_n^m(\theta,\lambda) = \cos(m\lambda + \varepsilon_n^m)\boldsymbol{P}_n^m(\theta)$叫球面谐和函数。这个一次场和它产生的二次场 $U^i = a i_n^m (a/r)^{n+1} S_n^m(\theta,\lambda)\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega t}$ 的叠加就是观测到的总磁场。

在地球表面($r=a$)，总磁场的分量为

$$\begin{cases} B_r = -\left[ne_n^m - (n+1)i_n^m\right]S_n^m(\theta,\lambda)e^{-i\omega t} \\ B_\theta = -(e_n^m + i_n^m)\dfrac{\partial S_n^m}{\partial\theta}e^{-i\omega t} \\ B_\lambda = -(e_n^m + i_n^m)\dfrac{\partial S_n^m}{\sin\theta\partial\lambda}e^{-i\omega t} \end{cases} \tag{9.17}$$

在导电的地球内部，由于感应电流的存在，磁场必须用矢量位表示。导电地球内部的磁场包括环型磁场和极型磁场两部分，但在地球表面，只能看到极型场，而看不到环型场，所以只有极型场能够为我们提供地下电导率的信息。在下面的讨论中，我们只考虑极型场，它的矢量位可以一般地表示为(参见式(3.46))

$$\boldsymbol{A} = -\boldsymbol{r}\times\nabla P = \nabla\times(P\boldsymbol{r}) \tag{9.18}$$

这一矢量磁位对应的磁场是(见式(3.50))

$$\begin{aligned} \boldsymbol{B} &= \nabla\times\boldsymbol{A} = \nabla\times\nabla\times(P\boldsymbol{r}) \\ &= -\frac{\hat{\boldsymbol{r}}}{r}\left[\frac{1}{\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\sin\theta\frac{\partial P}{\partial\theta}\right) + \frac{1}{\sin^2\theta}\frac{\partial^2 P}{\partial\lambda^2}\right] \\ &\quad + \frac{\hat{\boldsymbol{\theta}}}{r}\frac{\partial}{\partial\theta}\left[\frac{\partial(rP)}{\partial r}\right] + \frac{\hat{\boldsymbol{\lambda}}}{r}\frac{\partial}{\sin\theta\partial\lambda}\left[\frac{\partial(rP)}{\partial r}\right] \end{aligned} \tag{9.19}$$

如果把矢量位中的函数 P 表示成以下的形式

$$P = \sum_n\sum_m C_n^m F_n(r)S_n^m(\vartheta,\lambda)e^{-i\omega t} \tag{9.20}$$

则由(9.19)可得磁场分量(略去双重求和符号)

$$\begin{cases} B_r = \dfrac{C_n^m F_n(r)}{r}n(n+1)S_n^m e^{-i\omega t} \\ B_\theta = \dfrac{C_n^m}{r}\dfrac{d[rF_n(r)]}{dr}\dfrac{\partial S_n^m}{\partial\theta}e^{-i\omega t} \\ B_\lambda = \dfrac{C_n^m}{r\sin\theta}\dfrac{d[rF_n(r)]}{dr}\dfrac{\partial S_n^m}{\partial\lambda}e^{-i\omega t} \end{cases} \tag{9.21}$$

如第二节所述，导体中的磁场应满足感应方程(9.1)，将(9.21)代入(9.1)可以得到求函数 $F_n(r)$ 的方程

$$\frac{d^2F_n}{dr^2}+\frac{2}{r}\frac{dF_n}{dr}+\left[k^2-\frac{n(n+1)}{r^2}\right]F_n=0 \tag{9.22}$$

这个二阶常微分方程是贝塞尔方程,它有两个独立解

$$F_n(r)=\frac{1}{\sqrt{rk}}J_{n+1/2}(rk) \tag{9.23}$$

$$F_n(r)=\frac{1}{\sqrt{rk}}J_{-n-1/2}(rk) \tag{9.24}$$

式中,$J_{n+1/2}(rk)$ 和 $J_{-n-1/2}(rk)$ 是半奇阶贝塞尔函数。形如(9.24)的贝塞尔函数在 $r=0$ 时趋于无穷大,为了避免球心的奇点,需舍去(9.24)。但是,应该指出,在求解同心球层电导率模型时,除了中心球体以外的各球层区磁场的表达式,应该包括(9.23)和(9.24)两组解。

将(9.23)代入(9.21),即得导电球体内的磁场分量。再利用导体界面(地球表面)磁场的连续条件,可以得到

$$\frac{i_n^m}{e_n^m}=-\frac{nJ_{n+3/2}(ak)}{(n+1)J_{n-1/2}(ak)} \tag{9.25}$$

公式(9.25)提供了两种可能性,一种是已知外源场 e_n^m 和地球电磁性质 k,可以求出内源场 i_n^m 和 C_n^m;另一种是已知地表内外源场之比 i_n^m/e_n^m,可以求出 k,如果假定地球内部 $\mu=\mu_0$,则可进一步求出电导率 σ。

四、一维分层导电球体模型

从均匀导电球模型可以发展出电导率随深度变化的各种一维模型,其中最常见的是同心球层模型,其结构如图9.2所示。另一类模型的电导率随深度按幂函数增加

$$\sigma(r)=\sigma_0\left(\frac{a}{r}\right)^l \tag{9.26}$$

求解此类一维模型的方法基本与均匀球体模型相同,不过,此时需对每个球层区写出包括(9.23)和(9.24)两部分的磁场解,对中心球体写出只包括(9.23)的磁场解,然后利用边界上磁场连续的条

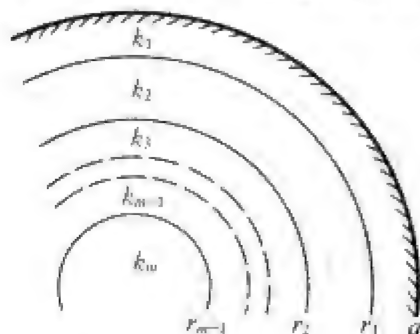


图9.2 同心球层电导率模型

件，得到包含待定系数以及电性参数 k_i 的联立方程。

第四节　由全球感应磁场推测地球电导率

在地磁场的球谐级数表达式中，每一个球谐函数的内外源场之比包含实部和虚部两个量，因此可以用来确定含有两个未知数的电导率模型。均匀导电球体就是这样的模型，它的两个未知数是导体球的半径和电导率。利用不同周期的地磁场变化，可以得到不同深度的电导率。

一、上地幔电导率

表 9.1 列出用 S_q 等地磁变化所确定的均匀导电球体模型的参数。不同研究者的结果有一个共同特点，这就是均匀导体球的半径比地球半径小 250～600 km，导体球电导率分布在 0.1～0.5 S/m 范围内。

表 9.1　用各种地磁变化所确定的均匀导电球体模型参数

地磁变化	作　者	资　料	D(km)	σ(S/m)	有效深度	备　注
S_q	Chapman	Chapman	250	0.003 6	700	24 和 12 小时分量平均结果
S_q	Nagata	Hasegawa	400	0.15	850	
S_q	Nagata	Benkova	400	0.51	850	
S_D	Rikitake	Vestine	大致与 S_q 的结果相符			
Dst	Chapman and Price	Chapman	400	0.44	1 100	
湾扰	Rikitake	Hatakeyama	260	0.1	320	
钩扰	Rikitake	Berkeland	400	0.1	420	亚洲大陆下平面地球模型
钩扰	Rikitake	Veldkamp	600	>0.1		
ssc	Rikitake	Bauer	没有准确的结果			

用周期更长的地磁变化可以得到地球深部的电导率。在这些地磁变化中，最重要的成分有 4 天、9 天、13.5 天、27 天、半年等周期变化。使用长周

期变化有两个优点，一个是周期越长，磁场透入地下越深，所以地壳与上地幔电导率横向不均匀性的影响越小；另一个是一次场结构比较简单，因为大多数长周期变化是由磁暴主相引起的，所以一次场可以用$P_1^0(\theta)$表示。

图 9.3 是不同作者所得到的上地幔电导率分布，实线表示用大陆磁场测量值得到的结果，虚线表示海底测量结果，点线表示海岛结果。可以看出，大陆与海洋最明显的差别是，海洋地区低导外壳比大陆薄。进一步的研究还表明，海底越年轻（如大洋中脊），低导壳越薄。

地下电导率与地球内部的物质组成、物质性质、温压条件等有密切关系。图 9.4 是上地幔电导率分布与密度随深度变化的比较，二者的变化有非常一致的趋势。

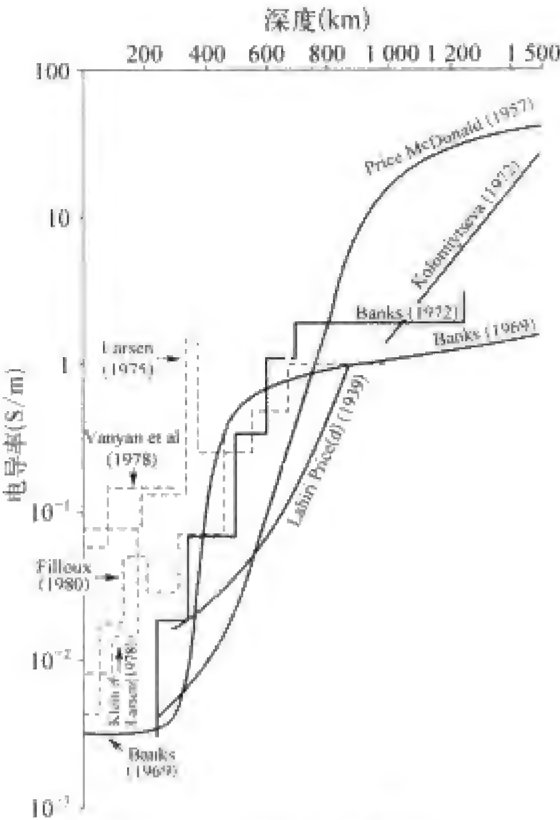


图 9.3 上地幔电导率分布

实线表示用大陆磁场测量值得到的结果，虚线表示海底测量结果，Klein and Larsen(1978)表示海岛结果。

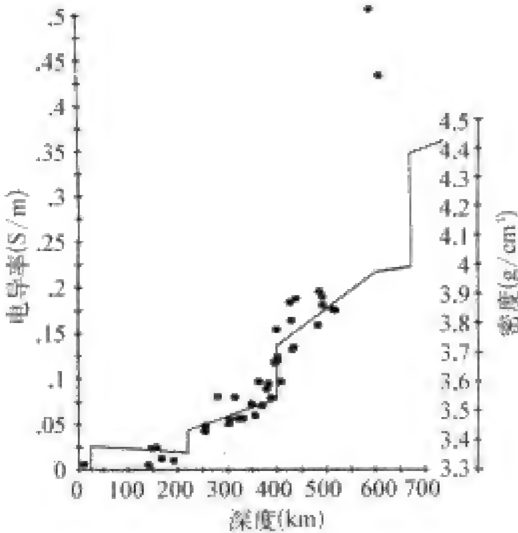


图 9.4 上地幔电导率与密度随深度变化的比较

实线表示由地震波资料得到的密度随深度变化，圆点表示由北美 S_q 资料得到的上地幔电导率。

二、下地幔的电导率

由于电磁感应的趋肤效应，使用上述外源磁场的电磁感应方法所能推

断的电导率深度是有限的。为了确定下地幔的电导率，需要周期长于一年的变化磁场。力武常次曾经作过估计，如果整个地幔的电导率按式(9.26)分布，那么，能够用来估计地核电导率的变化磁场周期必须长达10年以上。通常认为，外源场变化周期不超过13年，其中11年周期变化是最重要的一种，但它的内外源场之比很分散，难以用来得到可信的电导率估计。甚长周期的变化磁场振幅很小，而且要保证观测基线值的长期稳定也非易事，所以从复杂的地磁变化中提取甚长周期的微小变化非常困难。

既然外源变化场难以用来推断下地幔电导率，于是人们开始考虑，能否利用来自地球内部的主磁场长期变化来推断深部电导率。这种变化磁场起源于地核中的变化电流，从下向上通过地幔扩散到地表和地球空间，在此过程中它把扩散所经路径上的电导率信息带到了地面。

利用地磁场长期变化求地球电导率有一个难点，这就是一次场源和二次场源都在地面观测者的同一侧，我们无法像前面所说的那样，在一次场源和二次场源之间的空间进行测量。导体地幔与地壳相当于一个滤波器，我们所能得到的只是滤波器的输出，而要求的是滤波器的输入和滤波器转换函数。

地磁场长期变化有很宽的频谱，为了使这些变化能够从地核扩散到地表而不至于衰减完，地幔电导率不能太大。这样地表长期变化的观测结果为地幔电导率提供了一个上限。埃尔萨塞估计，为了使50年周期的长期变化扩散到地表，地幔电导率应小于500 S/m。麦克唐纳(K. L. McDonald)假定，核幔边界上长期变化源随机分布(即核幔界面上的输入为白噪声)，地幔电导率按式(9.26)分布。在此假定下，他计算了各阶球谐函数通过地幔时的衰减，并与地表长期变化中各阶球谐系数之比进行比较，估计1 000 km深度以下的电导率应在$10^4 \sim 10^5$ S/m范围内。行武毅(T. Yukutake)假定，长期变化是由核幔界面上随机分布的磁偶极子产生的，在考虑地核电导率(假定为10^6 S/m)的条件下，得到了下地幔的电导率分布。图9.5给出这两位作者的结果，同时给出力武常次(T. Rikitake)的结果，以供比较。

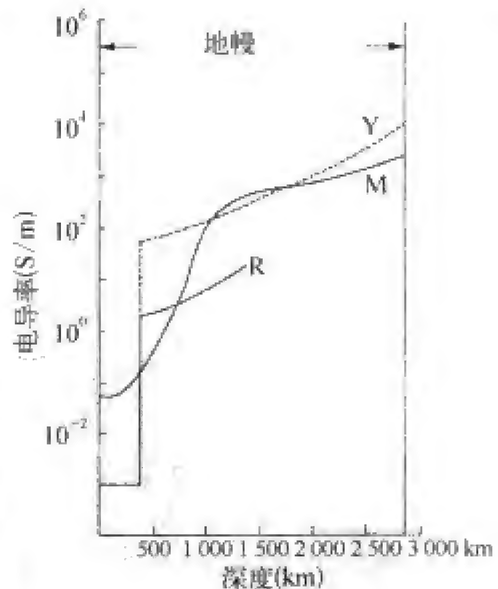


图9.5　麦克唐纳(M)、行武毅(Y)和力武常次(R)对下地幔电导率的估计

用上述方法确定地幔电导率时，由

于不知道长期变化源这个输入函数的具体特性，所以必须对输入作一些假设，这样得到的结果不可能是准确的。

第五节 由区域感应磁场推测区域电导率分布

在分析大陆和海洋的电导率分布时，我们已经注意到它们的差异，这种差异在浅层尤其明显（见图 9.3）。可以预料，这种差异在不同大陆块体也会存在。坎贝尔用不同大陆地磁台链的 S_q 资料，讨论了这种差异，其工作原理如图 9.6 所示。

图 9.6 用一块大陆的地磁台链 S_q 资料推断地下电导率的工作原理

假定 S_q 电流体系相对于太阳固定不动，地球台链（曲线联结的黑点）在电流系下旋转。

一般来说，全球电磁感应问题需要有全球的观测资料，这样得到的是全球平均的电导率分布。坎贝尔的目的是想得到不同大陆的电导率结构，特别是想了解不同大陆电导率结构的差异，因此所用资料只能限于所研究的大陆地区。为了使用成熟的地球电磁感应技术，他将半球子午台链的资料扩展到全球，并论证了这种方法的可行性。现将这种方法概述如下：

外源场电流是分布在电离层的 S_q 电流体系。从太阳看地球，这个电

流体系基本上是固定不动的，地球在这个电流体系下绕地轴旋转。地球上的每一块大陆都只覆盖南半球或北半球的一部分。位于北半球（或南半球）的一条沿子午线布设的地磁台链，随着地球自转，从西向东连续扫描上空的 S_q 电流体系，每 24 小时完成一次扫描，得到各台的 S_q 变化。在分点月份，南北半球的 S_q 电流体系基本对称于赤道，因此，由半球台链的 S_q 变化可以得到全球台链的 S_q 变化。由于所用资料完全来自有限地区，由此得到的电导率分布代表该地区的平均状态。

图 9.7 是北美洲、南美洲、非洲、欧洲、亚洲、澳大利亚等不同地区电导率随深度变化的比较，虽然电导率随深度增加的总趋势是相近的，但量值不同，特别是浅层电导率表现出明显差异。最明显的差异出现在南美的浅层和非洲-中亚的深部：从地表到 100 km 深度，南美电导率明显大于其他地区；而在 400 km 以下的深部，非洲和中亚的电导率比其他地区大 1～3 倍。

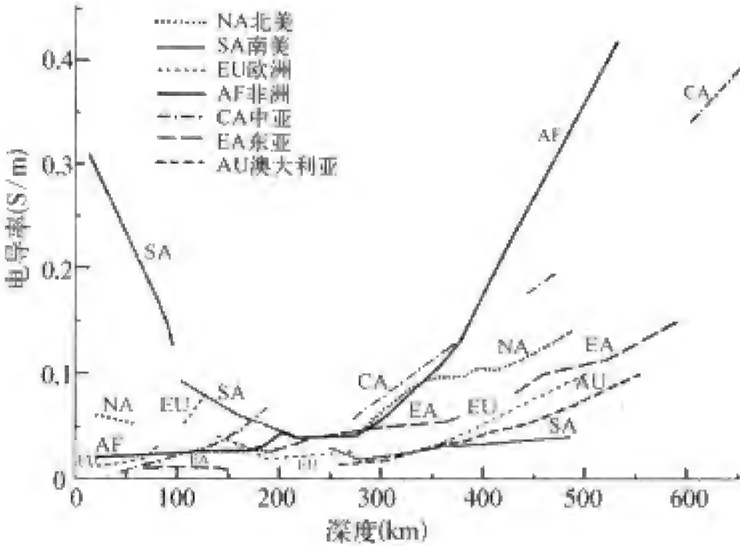


图 9.7　北美洲、南美洲、非洲、欧洲、亚洲、澳大利亚等不同地区电导率随深度变化的比较

推断区域性电导率分布变化的另一种方法是利用 S_q 随 UT（经度）变化的特点。如上所说，S_q 外源电流体系的主体位于向日面，地球在该电流系下从西向东匀速旋转，地球上不同经度带依次通过电流体系之下，在地球内部感应出电流，形成 S_q 的内源场。S_q 外源电流系就像一个"探头"，从东向西扫过地球，每 24 小时完成一次扫描。显而易见，决定每一时刻内部感应电流和内源磁场的主要因素是中午附近地下电导率，因为此时"探头"正好在当地上空，其他地区的电导率虽然也有贡献，但是影响较小。

根据这一思想，李卫东和徐文耀(1996)选用 S_q 中不同周期的谐波 P_2^1、P_3^2、

P_4^3、P_5^4、P_6^5、P_7^6，对全球24个经度带(每个带宽15°经度)计算了正午时分 S_q 的地下感应场对外部施感场的响应函数，并进一步确定每一经度带地下电导率及相应的等效深度，得到全球地壳——上地幔电导率随经度和深度的分布。

响应函数 R_n^m、等效深度 h^* 和等效层电导率 σ^* 是根据施姆克公式计算的(Schmucker,1970)：

$$R_n^m = \frac{r_0}{n(n+1)}\left\{\frac{A_n^m[na_{e,n}^m - (n+1)a_{i,n}^m] + B_n^m[nb_{e,n}^m - (n+1)b_{i,n}^m]}{(A_n^m)^2 + (B_n^m)^2}\right\} + \mathrm{i}\frac{r_0}{n(n+1)}\left\{\frac{A_n^m[nb_{e,n}^m - (n+1)b_{i,n}^m] + B_n^m[na_{e,n}^m - (n+1)a_{i,n}^m]}{(A_n^m)^2 + (B_n^m)^2}\right\} \tag{9.27}$$

$$h^* = \mathrm{Re}\, R_n^m \tag{9.28}$$

$$\sigma^* = \frac{1}{2\omega\mu_0(\mathrm{Im}\, R_n^m)^2} \tag{9.29}$$

式中，r_0 是地球半径，$a_{e,n}^m$，$a_{i,n}^m$，$b_{e,n}^m$，$b_{i,n}^m$ 是 S_q 磁场位的球谐系数，n 和 m 是施密特球谐函数 $P_n^m(\cos\theta)$ 的阶和次，下标 e 和 i 分别表示外源和内源。$A_n^m = a_{e,n}^m + a_{i,n}^m$，$B_n^m = b_{e,n}^m + b_{i,n}^m$。

图 9.8(见彩页 12)给出电导率随经度和深度的变化。

图 9.8 显示出电导率随深度增加的总体特征，与图 9.3、9.4、9.5、9.7 的趋势相符。同时，我们看到电导率有明显的经度变化：在 0～400 km 深度范围内，欧亚大陆和美洲大陆电导率比较高，而太平洋和大西洋地区电导率较低。在太平洋中脊附近，电导率较高，向两侧电导降低，这个低电导层一直伸展到亚洲大陆，并插入俯冲带以下的高电导地幔。这符合板块理论所说的炽热岩浆在大洋中脊上涌，海洋板块向两侧扩展的一般特点。与电导率经度变化相联系的电流变化可参见图 6.20 和图 8.8。

第六节 由局部地磁变化异常推测电导率异常

短周期地磁变化异常表明，在地壳和上地幔，存在着电导率的横向不均

匀性，正是这种横向不均匀性引起感应电流图案的畸变和重新分布，进而产生了空间尺度较小的感应磁场异常。

在第八章中，我们描绘了日本、德国、美国、加拿大、中国等几个主要的短周期地磁变化异常区的基本特点。下面来讨论这些异常的物理起源。

一、日本中部异常

由日本中部地磁变化异常的形态学特征，结合模型计算，我们可以对其物理成因进行一些大致的推断：

(1) 异常分布在本州中部靠太平洋西海岸的一块不大的区域内，由此可以判断，地下电导率异常区也大致在这个范围内。还可以推断，电导率异常不会太深，否则异常范围会扩大。

(2) 在不同周期的各类变化磁场中，异常均有表现，但是特点不同。在 *ssc*、湾扰、钩扰等短周期变化中，异常变化非常显著，主要表现为 ΔZ 明显增大。图 8.12 告诉我们，内源感应磁场会使总的 Z 分量变化幅度(ΔZ)减小。换句话说，内源场越小，则 ΔZ 越大。日本中部异常增大的 ΔZ 表明，该区内源感应磁场小于周围地区，这是电导率异常减小的表现。

(3) 在周期较长的 S_q 变化中，异常表现为 Z 分量相位提前，而无明显的振幅变化。模型计算表明，日本中部 400～700 km 深度处电导率低于其他地区。这与低温、低电导的太平洋板块插入日本岛弧之下的高温、高电导地幔所造成的电导率异常的想法相一致。

(4) 对于周期更长的 *D*st 变化，日本中部与日本其他地区没有明显差别，但是整个日本地区 *D*st 的内外源场之比(0.24)远小于全球平均值(0.4)。这意味着日本中部地幔电导率小于全球平均值，或者意味着覆盖于高导地幔之上的低导层比全球平均的低导层厚。由于 *D*st 变化周期长，所以，它所对应的感应深度很大，这种深处的电导率异常即使同样局限于日本中部，也会在地面上形成很大的异常范围，它比 S_q 异常区大，比短周期异常区则更大，以至于扩展到整个日本地区。

二、德国北部异常

德国北部变化磁场异常主要表现在 Z 分量上，呈南北区相反、东西向延伸的总体特点。这种异常可以简单地用地下电流来解释。

威斯用双调和分析法计算了 1951 年 10 月 18 日湾扰的内外源场，所得

到的外源场分布很规则，但内源场结构复杂。如果假设地下沿着 $\pm\Delta Z$ 变化的分界线有一条东西向的线电流，其强度 $I = 40\,000\sim50\,000$ A，深度为 200 km，则可以解释内源场的主要特点。

更具有地球物理意义的是地下高电导带形成的电流通道模型和高电导地幔起伏模型。图 9.9 是一个高导圆柱体模型所产生的归一化内源场水平分量 h_i 和垂直分量 z_i。假设一次场是水平的均匀磁场 H_n，它所产生的内源感应磁场的水平分量和垂直分量分别是 ΔH_i 和 ΔZ_i，归一化内源场可表示为 $h_i = \Delta H_i / H_n$，$z_i = \Delta Z_i / H_n$。令高导圆柱体的轴位于 100 km 深处，圆柱半径为 63 km，电导率 $\sigma = 100$ S/m，则计算得到的模型内源场与实际观测到的内源场非常相似。除了圆柱外，我们也可以用高导地幔表面的起伏来解释地磁异常特性，这种起伏可能与地下等温面的起伏有关。

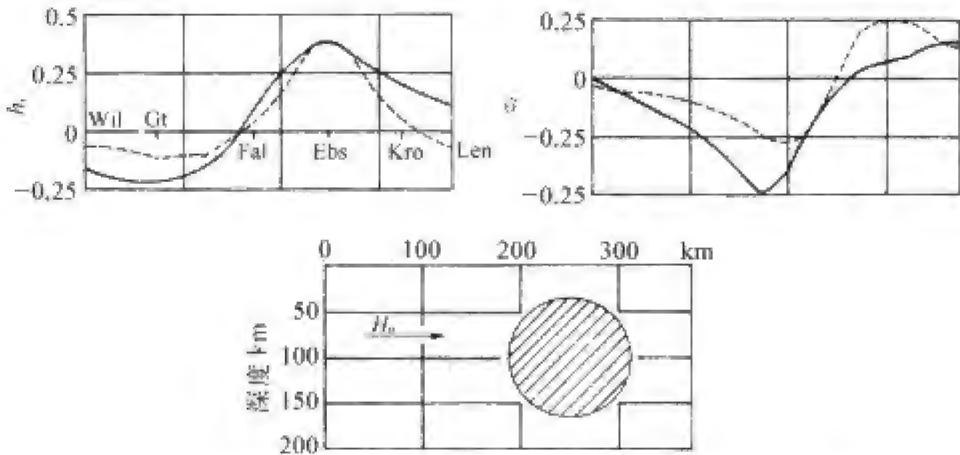


图 9.9 为解释德国北部电导率异常而提出的高导圆柱体模型

图上部的曲线表示归一化内源场的水平分量 h_i 和垂直分量 z_i，横轴上标注着东部台链台站的名称，向右为向北（参见第八章图 8.15）。下图是高电导圆柱体的截面，H_n 表示水平施感磁场。

三、加拿大北部异常

加拿大北部异常表现在两个方面：一个是莫尔德贝地磁台 Z 分量短周期变化强烈衰减，一个是阿勒特地磁台的 X 分量和 Y 分量几乎呈镜像变化。

从图 8.12 我们看到，Z 分量的内源感应场与它的外源施感场方向相反，如果地下电导率很高，则 Z 分量的内源场将会近似与外源场抵消，从而使 Z 分量的记录曲线变得非常光滑，这正是莫尔德贝地磁台观测到的事实。

从这一考虑出发，惠瑟姆（K. Whitham）提出了一个高导层模型，模型包

括三个参数：高导层的厚度 D、深度 h 和电导率 σ。对 3 个参数的各种组合进行了计算和对比，结果表明，与观测结果最吻合的情况是高导层位于地壳底部或上地幔顶部，厚度 D = 20 km，电导率 σ = 10 S/m。

与德国北部异常相似，阿勒特异常可以用东北-西南向的直线电流模型来解释。这种电流可能对应于相应位置的高电导带。

四、澳大利亚和加利福尼亚海岸异常

澳大利亚海岸异常和加利福尼亚海岸异常的共同特点是帕金森矢量指向深海。

这种异常很容易被认为是由高导海洋所引起的。对于周期很短的变化确实如此，图 9.10 是一个两维电导率模型的计算结果。模型由表面高导平板和底面高导平板组成，中间夹着绝缘介质层，表面高导板有一段空隙。令均匀的水平一次场 H_0 垂直于空隙，根据电磁感应理论可以计算磁位和磁力线分布，分别如下图的虚线和实线所示。感应场使导体板边缘的磁力线发生弯曲畸变，偏离了原来均匀平直的位形。上图是异常场 Z_a 和 H_a 沿垂直于空隙的剖面分布，其特点与加利福尼亚海岸异常基本一致。

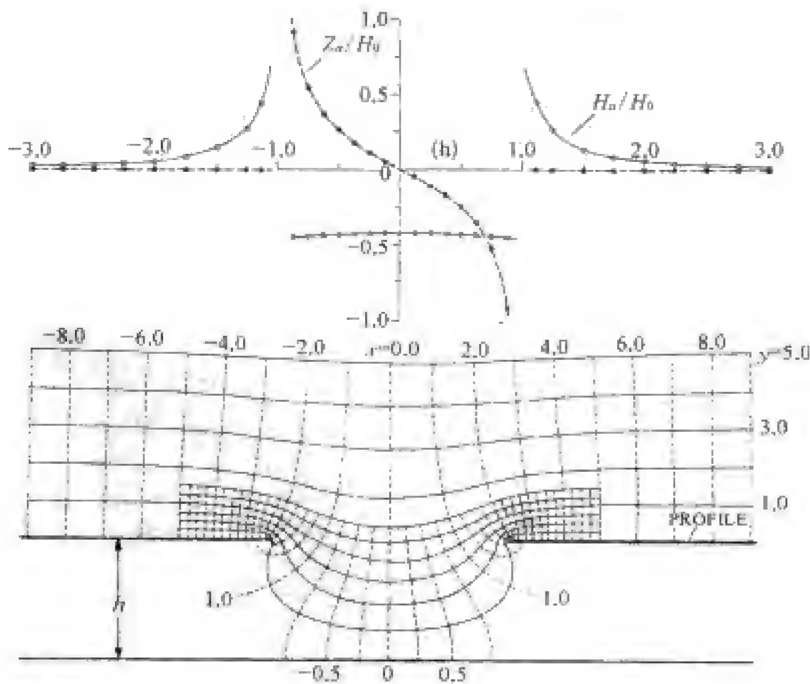


图 9.10　两维电导率模型的电磁感应

上图：异常磁场分量 Z_a 和 H_a 沿垂直于空隙的剖面分布；
下图：模型结构，等磁位线（虚线）和磁力线（实线）。

但是，澳大利亚海岸异常和加利福尼亚海岸异常不能用（至少不能完全用）高电导海水来解释，其原因是这些异常涉及较宽的周期范围和较长的周期，而长周期地磁变化异常是由深部电导率异常引起的。此外，许多海岸地区并没有观测到类似的"海岸效应"，这就要求我们在解释海岸效应时必须考虑高导地幔的作用。帕金森认为，海洋薄地壳下面的高电导地幔是引起海岸异常的根本原因。

五、甘肃东部异常和渤海异常

甘肃东部变化磁场异常与德国北部异常有着非常相似的特点，异常主要表现在短周期 Z 分量的变化上，呈南北区相反、东西向延伸的总体特点。由这种异常可以推测，甘肃东部地下存在着一条近东西向高电导带，在外源施感场作用下，感应电流集中沿高导带流过，在高导带南北两侧产生相反的 Z 分量变化。

高导带的成因虽然不能确切知道，但是高导带所在的位置正好是一条地热异常带，许多温泉和热水钻井分布在这条带上及其附近（图 9.11(a)）。甘肃东部除了有南北地震带通过外，在兰州到天水之间，还有一条北西向地震带，与高电导带基本重合，不少历史地震的震源比较密集地分布在这条带上（图 9.11(b)）。地震带是比较破碎的断裂带，有利于地幔热物质的上升，也有利于热水聚集。从而造成地下热异常和富含水分，这可能是高电导的物理原因。

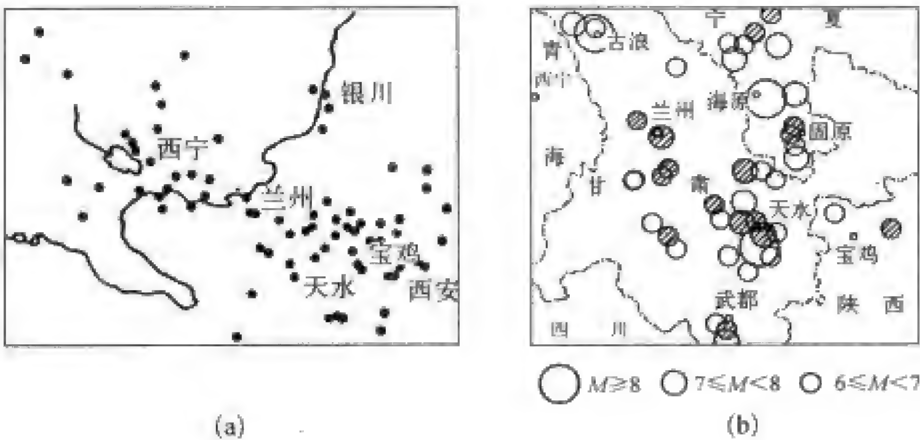


图 9.11　甘肃东部的地质条件

(a) 甘肃东部温泉和热泉分布；(b) 甘肃东部历史地震震源分布，带阴影线的地震表示 1 500 年以前的地震。

渤海西部的地磁变化异常可以用昌黎以南的海底上地幔中存在一个高导层来解释(图 9.12(a))。这一模型也得到大地电磁测深结果的支持,图 9.12(b)给出昌黎台南北和东西两个方向上的电阻率 ρ_T^x 和 ρ_T^y 随周期的变化,在几十分钟的周期段(对应于湾扰),电阻率显示高度各向异性:ρ_T^x/ρ_T^y 达到 8∶1。

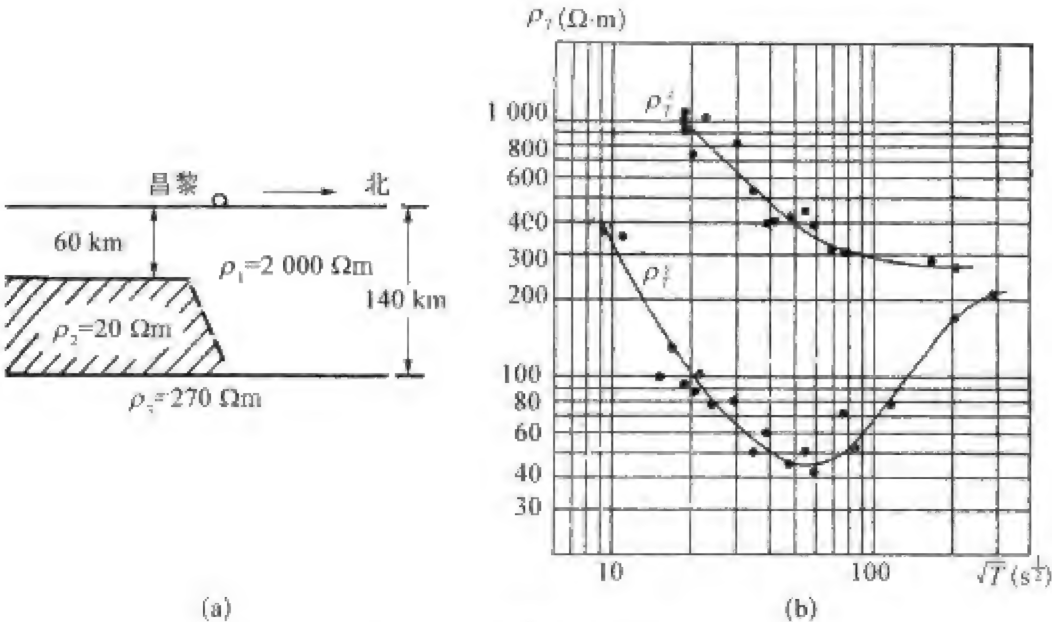


图 9.12　渤海异常的解释

(a) 为解释渤海西部地磁变化异常所建立的岩石圈电导率模型。该模型显示出,在昌黎以南的海底上地幔存在一个高导层,导致电导率的横向不均匀性和各向异性;(b) 昌黎台南北和东西两个方向上的电阻率 ρ_T^x 和 ρ_T^y 随周期的变化,显示出高度的各向异性。

六、大地电磁测深在电导率研究中的应用

由于岩石圈结构的不均匀性,电导率异常几乎到处存在。用常规的或临时的地磁台网或台阵可以方便地研究一个大区域或一个小地区的地下电导率异常情况,并估计异常分布深度和范围。

但是地磁场变化所能提供的信息毕竟有限,如果增加电场和电流的观测,对于电导率异常的研究无疑将是非常有用的。大地电磁测深方法就是利用电场和磁场的同时观测,来研究电导率随深度分布以及横向变化的有效方法。在大地电磁测深技术中,习惯采用的量是电阻率,它是电导率的倒数,单位欧姆·米(Ω·m)。

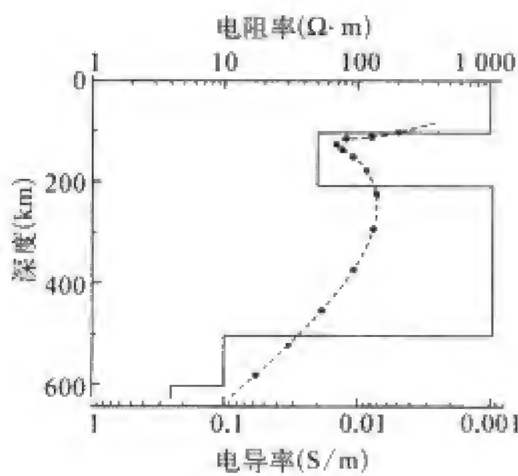


图 9.13 大地电磁测深一维电导率模型的例子

图 9.13 是用大地电磁测深方法所得到的一维电导率模型的一个例子，图中画出了电阻率随深度的变化，虚线连接的黑点是计算值，阶梯形实线是由分析得到的电导率模型结构。上地幔中的低阻层清楚地显示在图中(100～200 km 深度范围)。

电阻率除了随深度变化外，还有横向变化。为了了解电阻率分布的真实情况，需要建立二维和三维电阻率模型。目前已经发展出许多实用的 MT 二维和三维反演技术。图 9.14 是一个二维反演实例，用于解释加拿大温哥华岛附近板块俯冲带的电阻率结构。可以看到，一个低电阻率板由西向东倾斜插入大陆，这反映了板块俯冲带的典型图像。

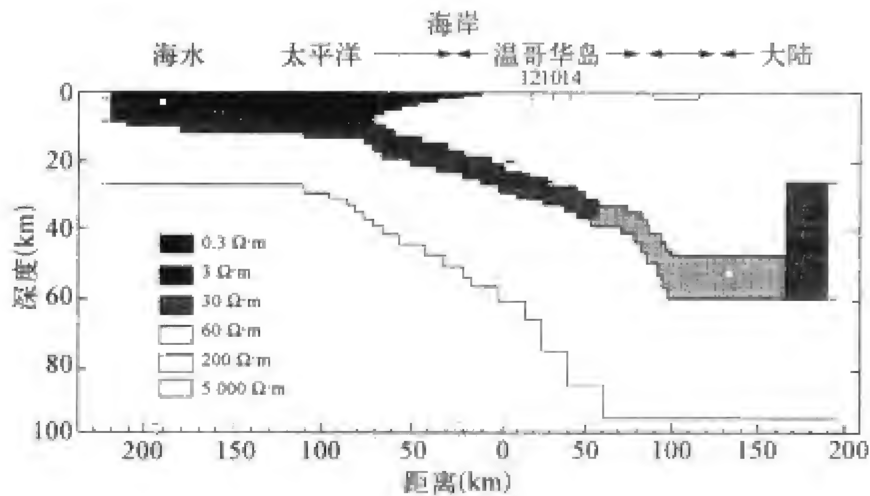


图 9.14 MT 二维反演实例

图中用不同灰度表示不同的电阻率，清楚地显示出温哥华岛附近太平洋板块由西向东俯冲到北美板块之下的结构。

许多观测事实表明，电导率异常往往与等温面隆升有密切关系，实验和理论研究也告诉我们，电导率变化对温度非常敏感。因此变化电磁场的测量和研究为地下热状态的探测提供了有力的工具。同样，电导率与密度之间也存在密切的关系(参见图 9.4)，把地震、重力等探测与地磁变化异常的探测结合起来，可以更好地认识地壳与地幔的密度分布和物质组成。

参考文献

Achache J, Yves C, Unal G. The French program of Circumterrestrial Magnetic Surveys using stratospheric balloons[J]. EOS Trans. AGU, 1991, 72: 97-101.

Banks R J. Geomagnetic variations and the electrical conductivity of the upper mantle. Geophys[J]. J. Roy. Astro. Soc.,1969,17: 457-487.

Banks R J. The overall conductivity distribution of the Earth[J]. J. Geomag. Geoelect., 1972,24: 337-351.

Cagniard L. Basic theory of the magneto-telluric method of geophysical prospecting[J]. Geophys., 1953, 18(3): 605-635.

Campbell W H. Introduction to Electrical properties of the earth's mantle[J]. Pure Appl. Geophys, 1987, 125: 193-204.

Campbell W H, Schiffmacher E R. Upper mantle electrical conductivity for seven subcontinental regions of the earth[J]. J. Geomagn. Geoelec., 1988, 40: 1387-1406.

Campbell W H. Introduction to Geomagnetic Fields[M]. New York: Cambridge University Press,1997.

Chapman S, Bartels J. Geomagnetism[M]. Oxford: Clarendon Press, 1940.

Jackson J D, Classical Electrodynamics[M]. New York, London, Sydney, Toronto: John Wiley & Sons, Inc., 1975.

Lahiri B N, Price A T. Electromagnetic induction in nonuniform conductors and the determination of the conductivity of the Earth from terrestrial magnetic variations[J]. Phil. Trans. Roy. Soc. Lond.,1939,A237: 509-540.

Kein D P, Larsen J C. Magnetic induction field on Hawaii Island and their implications regarding electrical conductivity in the oceanic mantle[J]. Geophys. J. Roy. Astro. Soc.,1978,53: 61-77.

Kolomiytseva G I. On electrical conductivity distribution in the Earth's mantle by geomagnetic field secular variation data[J]. Geomag. Aeron.,1972,12: 938-941.

Matsushita S, Campbell W H. Physics of Geomagnetic Phenomena[M]. New York: Academic Press, 1967.

Matsushita S, Wen-yao Xu. Equivalent ionospheric current systems representing lunar daily variations of the polar geomagnetic field[J]. J. Geophys. Res., 1983, 88(A9): 7143-7154.

Mcdonald K L. Penetration of the geomagnetic secular field through a mantle with variable conductivity[J]. J. Geophys. Res.,1957,62: 117-141.

Parkinson W D. Introduction to Geomagnetism[M]. Edinburgh and London: Scottish Academic Press, 1983.

Parkinson W D. Limitations in the use of spherical harmonic methods for deep conductivity determinations[J]. Pure Appl. Geophys., 1987,125: 459-463.

Rikitake T. Electromagnetism and Earth's Interior [M]. Elsevier Publishing Company, 1966.

Schmucker U. Anomalies of geomagnetic variations in the southwestern United States[J]. Bull. Scripps. Inst. Oceanogr., 1978, 13: 165.

Tikhonov A N. Determination of the electric characteristics of the deep strata of the Earth's crust[J]. Dokl. Akad. Nauk SSSR, 1950, 73: 295-297.

Untiedt J. Conductivity anomalies in central and southern Europe [J]. J. Geophys. Geoelectr, 1970, 22(1-2): 131-149.

Whitham K. An anomaly in geomagnetic variations at Mould Bay in the Arctic archipelago of Canada[J]. Geophys. J., 1963, 8: 26-43.

Whitham K. Anomalies in geomagnetic variations in the Arctic archipelago of Canada[J]. J. Geomag. Geoelect., 1964, 15: 227-240.

陈伯舫.渤海西岸的电导率异常[J]. 地球物理学报, 1974, 17(3): 169-172.

国家地震局兰州地震大队大地电磁测深组.中国南北地震带北段地壳和上地幔的电性特征[J]. 地球物理学报, 1976, 19(1): 28-34.

胡友秋. 电磁学[M]. 北京: 高等教育出版社, 1994.

李金铭.地电场与电法勘探[M].北京: 地质出版社, 2005.

李钧.电导率随时间变化的导电球的电磁相应问题[J]. 地球物理学报, 1979, 22(3): 243-254.

李卫东,徐文耀.全球地壳上地幔电导率经向分布特征[J].地球物理学报, 1996. 39(3): 322-326.

徐文耀,祁暌,王仕明.甘肃省东部地区短周期地磁变化异常及其与地震的关系[J]. 地球物理学报, 1978, 21(3): 218-224.

徐文耀,李卫东. S_q 外源和内源电流体系的经度效应和 UT 变化[J].地球物理学报, 1994, 37(4): 440-447.

徐文耀,夏庆,李卫东.全球电离层发电机方程的一种数值解法[J].空间科学报, 1994, 14(3): 205-209.

杨诺夫斯基.地磁学[M].刘洪学,周珧秀译.北京: 地质出版社, 1982.

第十章　近地空间电磁环境和空间天气

第一节　近地空间电磁环境的一般概念

地磁场在固体地球以外的空间分布一方面取决于地球主磁场本身的强度和结构，另一方面取决于太阳风及行星际磁场的作用，地球空间电磁环境就是在太阳风和行星际磁场与地球大气和地磁场相互作用而形成的一种特定的地球物理环境。它是由中高层大气、电离层、磁层和行星际空间直到太阳源表面等几个互相耦合的部分组成的复杂动力学系统，太阳是这一系统主要的能量和扰动来源，也是地球变化磁场的根本来源。

一、对空间电磁环境的认识

人们早就意识到空间电磁环境对地磁场变化有重要的影响。最早的认识可以追溯到1882年斯图尔特关于变化地磁场起源于高空大气发电机电流的猜想，四十多年之后阿普尔顿(Sir Edward Victor Appleton，1892～1965，1947年获诺贝尔物理学奖)用电磁波反射的方法证实了电离层的存在，有力地支持了大气发电机假设。而把地磁变化、北极光和太阳辐射联系在一起的第一位科学家是挪威人伯克兰，他的开创性的实验和理论研究把人们的思考带到了地球以外的空间。

1957年10月4日和11月3日，苏联成功地发射了第一颗和第二颗人造地球卫星，标志着人类进入空间时代。美国紧随其后，于1958年1月31日发射了探险者一号。从此，人类真正实现了地球空间的现场观测。地球空间的等离子体环境和磁场环境逐一被发现，卫星观测和地面观测相结合，

越来越清楚地描绘出地球空间环境的状态和过程。

由于地球空间系统的能量和扰动来源于太阳，同时又与地球低层大气紧密耦合，所以地球空间环境的研究范围并无严格的定义。根据需要和习惯，经常使用“近地空间”(near-Earth space)、“地球空间”(geospace)、“日地空间”(solar-terrestrial space)等不同名称，以强调不同的空间范围。在这里，我们把中高层大气、电离层和磁层组成的空间系统叫做地球空间系统，如图10.1所示。

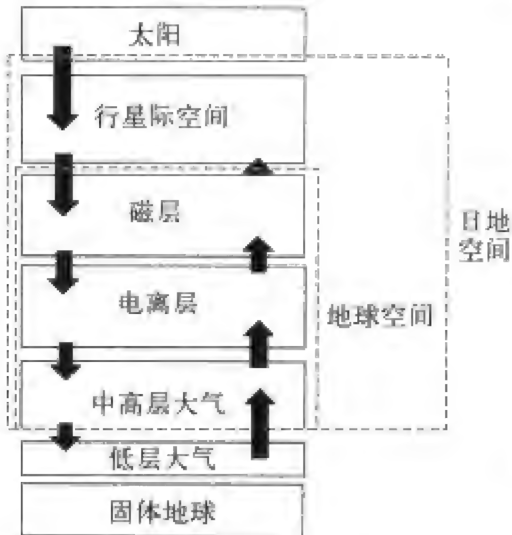


图 10.1 地球空间系统
黑色箭头定性地表示能量传输的方向和大小。

由于太阳的温度很高，太阳大气不是处于静止状态，而是连续不断地向外膨胀。太阳大气携带着太阳磁场向行星际空间运动，形成了太阳风(solar wind)。由于太阳的自转，行星际磁场的磁力线被缠绕成螺旋形。太阳上的活动过程，如黑子、耀斑爆发、暗条消失、日冕物质抛射、冕洞等不停地扰动着平静的背景太阳风，形成了高速流、激波、磁云等不均匀结构。太阳风带着不断演变着的各种结构通过行星际空间向外传输，到达行星附近时与行星磁场相互作用，在太阳风等离子体的总压力(动压加磁压)与行星等离子体的总压力达到平衡的地方形成了一个边界层，叫做磁层顶。磁层顶以内的空间叫做行星磁层，行星磁场被限制在这个彗星状的空腔内，而大部分太阳风则从磁层外流过。在适当的条件下，有一部分太阳风能量、动量和质量通过磁层顶进入磁层系统，驱动了磁层内的对流运动，并产生磁层电场和电流体系，激发各种等离子体波，引起磁层-电离层系统扰动。

只有当人类进入空间时代，复杂的空间环境结构和丰富的空间现象才真正被人们所认识，当初被想象为简单真空的地方原来是如此丰富多彩。也只有在空间时代，人们才切身体会到空间环境的重要性，深刻认识到空间环境对现代人类社会的巨大影响。空间物理学迅速成长起来，空间通讯成为蓬勃发展的高技术，并深深进入了社会生活，“空间天气”(space weather)开始成为人们监测和预报的对象，空间生命、空间材料、空间天文、微重力等一大批新兴学科和边缘交叉学科飞速发展，汇集成为一门极富活力的学科——空间科学。

二、对空间事件能量的认识

太阳是变化磁场的根源，太阳风能量通过磁层顶进入磁层，扰动了平静的地磁场。对于 1 AU 处典型的太阳风状态（$V = 4 \times 10^5$ m/s，$m = 5$ proton/cm^3 $= 8 \times 10^{-21}$ kg/m^3），入射到地球向日面磁层顶（横截面半径约为 $15R_E$，面积 $S \approx 3 \times 10^{16}$ m^2）的太阳风动能通量估计为 10^4 GW，而电磁能流只有 10^2 GW（假设太阳风磁场为 5 nT）。这些能量绝大部分从磁层顶外流向下游，只有一小部分能量通过磁场重联、似粘滞等过程输入地球磁层，并在磁层中分散，暂时储存，最后释放到内磁层、外磁层和极区电离层，并在那里消耗掉。整个过程如图 10.2 所示（Baumjohann，1986）。

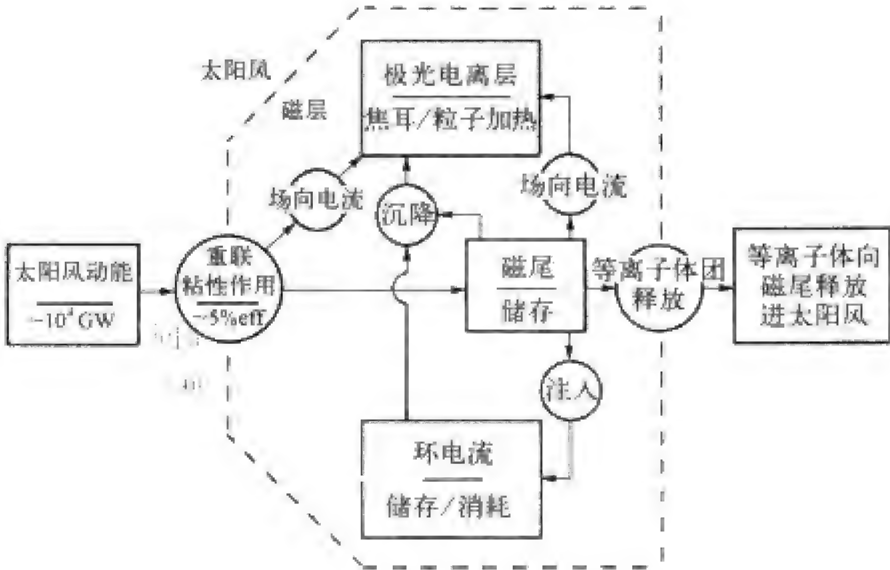


图 10.2 进入地球磁层的太阳风能量的流动和耗散

进入向日面磁层的能量，一部分通过场向电流直接传输到高纬电离层，以焦耳热的形式消耗掉。其余能量输运到磁尾，以等离子体的动能、热能以及磁场能量的形式暂时储存起来。储存在磁尾的能量，一部分通过粒子注入的方式输运到环电流，而后通过投掷角散射和电荷交换消耗掉，最终损失在地球大气中；另外一部分能量，通过粒子沉降和场向电流输运到极光电离层，以极光、焦耳热和粒子加热的形式消耗掉。其余能量则通过等离子体团向远处磁尾释放，重新进入下游太阳风。

粗略的数量级估计显示，太阳风入射能通量中平均只有约 5% 消耗在磁层中；平静条件下，能量消耗率约为 200 GW，强烈扰动期间消耗率约为

800 GW。这些能量大致平均分配在极区电离层、环电流和远磁尾三个区域中。

太阳活动和空间电磁环境扰动事件涉及的能量远远大于地震、海啸、火山、风暴事件的能量，这些能量的输运、转化和消耗过程决定着空间事件的规模和表现形式，也决定着它们的效应。为了对空间事件的能量有一个概念性认识，图 10.3 给出主要空间事件的能量范围，为了便于对比和记忆，横坐标表示地震震级 M_L，纵坐标表示能量（焦耳 J），图中的横线表示主要事件的能量。图中给出日常生活现象的典型值以作对比参考（如 TNT 炸药、龙卷风、二战原子弹“胖子”和“小男孩”等）。

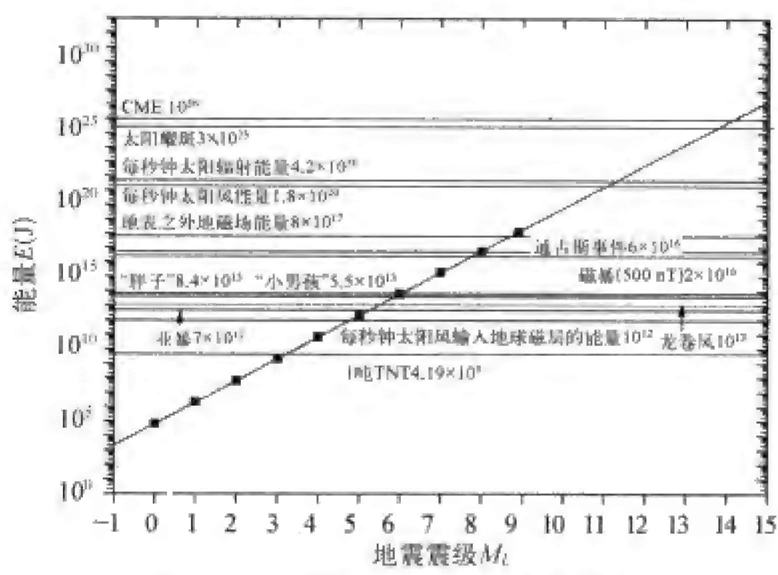


图 10.3 主要空间事件能量的数量级

横坐标表示地震震级，纵坐标表示能量（焦耳），横线表示事件能量。图中还给出了 TNT 炸药、龙卷风、二战原子弹“胖子”和“小男孩”的能量以作对比参考。

三、对空间粒子能量的认识

许多太阳活动事件和空间环境扰动事件涉及能量粒子（energetic particles），包括高能粒子（high energy particles）、中能粒子（moderate energy particles）和低能粒子（low energy particles）。众所周知，在普通大气和空间等离子体中，无论是带电粒子，还是中性原子或分子，都处于不停的运动之中，并力图充满可到达的空间。气体越热，粒子运动越快，粒子持有的能量就越大。如果已知地球或太阳大气的温度，就可以计算出那里的离子和电子的能量。空间观测揭示出一个出人意料的结果：从太阳和地球大气产生并输运到日地空间的粒子所具有的能量远远大于太阳和地球大气

源区粒子的能量，暗示着在粒子源区之外存在着加速、加热等加能的物理机制。

测量粒子能量的常用单位是电子伏特 eV，即电子通过 1 V 电势差所获得的能量 1 eV = 1.6×10^{-19}J，相应的电子速度约为 600 km/s，这不仅远大于一般枪弹速度（～1.2 km/s），而且也远大于 3 个宇宙速度（绕地飞行的第一宇宙速度 7.9 km/s，脱离地球引力的第二宇宙速度 11.2 km/s，脱离太阳引力的第三宇宙速度 16.7 km/s）。1 eV 质子的速度约为 14 km/s，介于第二与第三宇宙速度之间，0.67 eV 的质子或中子就可以脱离地球引力。而我们在空间观测到的粒子能量往往是 keV 和 MeV 的量级，高能宇宙线粒子甚至超过 GeV 量级。图 10.4 给出空间粒子能量的典型值。

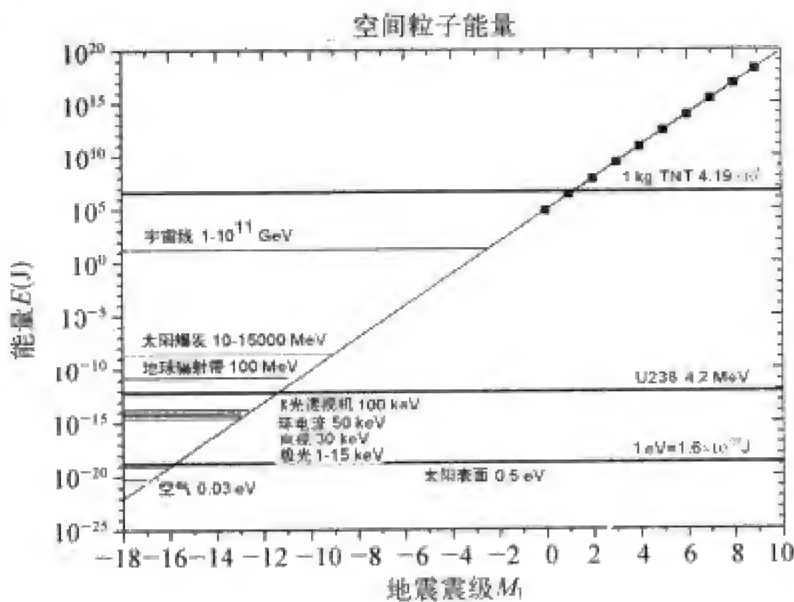


图 10.4 空间粒子能量的典型值(以电子伏特 eV 为单位)

图中还给出了普通空气粒子、电视机显像管电子、医用 X 光机射线粒子的能量以作对比参考。

当粒子速度与光速相比不可忽略的时候，粒子的相对论效应变得重要起来，例如，30 keV 电子的速度约为 1/3 光速。此时，我们必须用相对论中粒子"静止能量" $E_0 = m_0c^2$ 作为粒子动能的衡量标准。计算粒子动能的公式应该用 $E = mc^2 - m_0c^2$ 或者

$$E = \frac{m_0 v^2}{2\sqrt{1 - (v/c)^2}}。$$

"粒子从哪里获得如此巨大的能量"一直是空间物理学关注的重要问题

之一。可能的机制有电磁场加能(如太阳耀斑、日冕物质抛射、极光粒子加速)和强激波加能(如宇宙线加能)。图 10.5 给出这两种加能的观测例证。

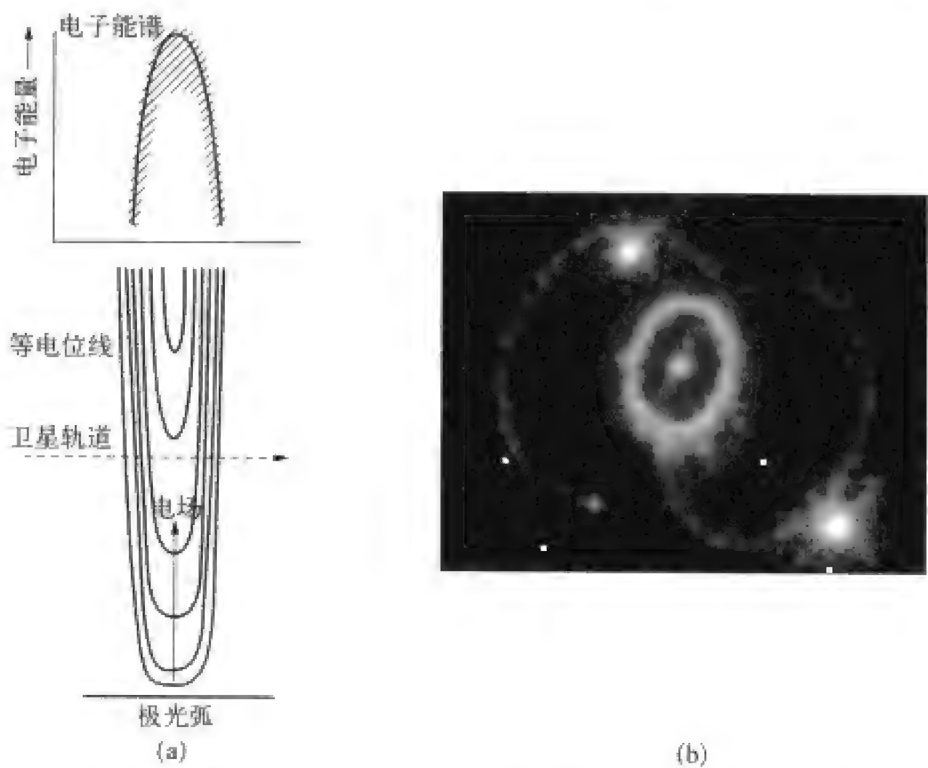


图 10.5 空间能量粒子电磁加能和激波加能两种机制的观测例证

(a) 电磁加能：卫星飞过极光上空时观测到电子能谱具有"倒 V 型结构"(Gurnet,1972 上图),由此推论存在一个场向电场结构(下图);(b) 激波加能：1987 年哈勃空间望远镜观测到超新星爆发产生的强激波。激波是高速运动气体前缘的间断面,当它扫过宇宙线粒子时,可能加速粒子。图中间的小亮环是正在向外扩展的激波,外面的两个较暗亮环是更早时刻发出的激波。

四、对空间电流和电场的认识

人们对空间电流的认识开始于对地磁场日变化起源的猜测(Steward, 1882)。如果地磁场日变化是由高空电流所产生,那么,根据最简单的水平均匀电流片磁场的公式 $\boldsymbol{B} = \mu \boldsymbol{J}/2$,我们可以估计,一个幅度为 50 nT 的变化要求高空电流的密度约为 0.1 A/m。再由 S_q 电流展布的纬度范围(约 6 000 km),可以推测,电离层总电流应该为百万安培的量级。在我们头顶上空居然流动着如此强大的电流,可能是人们始料未及的。

更惊人的结果是由卫星观测给出的：直接迎接太阳风冲击的向日面磁

层顶，电流竟然高达 50 MA！事实上，早在 1930 年，查普曼和法拉罗就预言了这一电流的存在，并且画出了电流图案。现在我们可以由卫星测量的磁场，求旋度而得到更详细的电流分布，并称之为查普曼-法拉罗电流。

用其他资料和类似的计算方法，可以得到磁层中各个区域的电流，如磁尾中性片电流、环电流、场向电流等。表 10.1 列出这些电流的典型值。

表 10.1　近地空间电流

空　间　区　域		总电流(MA)
向日面磁层顶 C-F 电流		50
磁尾中性片电流		10～50
1 区场向电流		1～3
2 区场向电流		1～3
环电流		0.5～1
电离层	中低纬度 S_q 电流	0.1～0.5
	极区电流　平静	0.1
	极区电流　亚暴	1

电流是带电粒子差异运动的宏观表现，而带电粒子运动是由电场或非电场力所驱动的，所以，人们同样关心空间电场。由于电场和磁场会驱动带电粒子的漂移运动 $\boldsymbol{V} = \boldsymbol{E} \times \boldsymbol{B}/B^2$，而卫星测量粒子运动比直接测量电场更容易，所以，空间电场的强度和方向多由电场推断出来。表 10.2 列出典型的空间电场值以供参考。表中还列出了地表附近中性大气和地球内部电场的典型值以作对比。

表 10.2　近地空间电场的典型值

空　间　区　域		电场(mV/m)
电离层 S 场	高纬度	6
	中低纬度	2
电离层 L 场		0.5
极区 IMF 扇形效应电场	向日扇形	2～4
	背日扇形	1～6
极区对流电场	平静状态	10
	扰动状态	30
	平均	15

续表

空间区域		电场(mV/m)
极光带电场		30
共旋电场	电离层 磁层($L=6$)	15 0.3
磁尾电场	平静状态 扰动状态 平均	0.1 0.3 0.2
太阳风电场		3
中性大气电场	赤道 极区	120 000 160 000
地球内部电场	陆地 海洋	0.02 0.000 4

第二节 太阳活动

我们生活在向外扩展的太阳大气环境中，地球上生命的起源和发展与地球对太阳变化的响应有密切的关系。正是依赖于太阳的热和光，生命才得以产生和维持，但是，太阳的高能粒子流和电磁辐射也会伤害生命，或者改变生命的进化过程。在地磁场和大气层的保护下，地球像宇宙中的一个安全岛，在这里，生命得以发展和繁衍。

随着人类活动领域的不断扩大以及人类探测范围持续地向空间延伸，我们越来越需要认识太阳和空间天气对宇航员安全、卫星运行、电力系统、无线电通信以及气候变化的影响。我们需要认识和预报太阳活动对地球和社会的效应：太阳是怎样变化的？为什么会这样变化？地球如何响应这些变化？这些变化对人类有何影响？等等。

一、太阳的位置和内部结构

太阳是宇宙中一颗极普通的恒星。按恒星分类法，太阳属于 G2 光谱型的

主序星。正是这种普通性使太阳在恒星家族颇具代表性，人们往往用太阳的质量、亮度等有关值作为单位来度量其他恒星，就是太阳与地球之间的距离，也被天文学家定义为距离单位，称作“天文单位”(astronomical unit)，记作 AU。

太阳位于银河系的一个旋臂上，距银心 3×10^{17} km(约 3 万光年)。它与银盘旋臂气体和其他恒星一起以 250 km/s 的轨道速度绕银心高速旋转，绕银心转一圈大约需要 2 亿年。太阳附近的银河磁场约为 0.2 nT，这对日球层的形成是一个十分关键的参数。太阳的基本数据如表 10.3 所示。

表 10.3 太阳的基本数据

主要成分	H^+，He^+
日地平均距离(1 AU)	$1.495\,978\,92\times10^{11}$ m
平均角直径	31′59″.3
半径	6.96×10^8 m，是地球的 109 倍
日轮面积	1.52×10^{18} m^2
体积	1.41×10^{27} m^3
质量	1.989×10^{30} kg，是地球的 333 000 倍
平均密度	1 409 kg/m^3
总辐射功率	3.83×10^{26} J/s
有效温度	5 770 K
自转恒星周期	25.38 天(纬度 17°处)
自转会合周期	26.9 天(赤道) 27.275 3 天(纬度 17°处) 31.1 天(极区)
光谱型	G2V
目视星等	−26.74 等
绝对目视星等	4.83 等
表面重力加速度	274 m/s^2
表面逃逸速度	6.177×10^5 m/s
中心温度	1.5×10^7 K
中心密度	1.6×10^5 kg/m^3
中心压力	
年龄	50 亿年
极区附近的普遍磁场	$(1\sim2)\times10^{-4}$ T

太阳是一个剧烈变化着的天体，但为了描述太阳的基本结构，建立了宁静太阳模型(quiet solar)。宁静太阳模型由太阳内部和太阳大气两大部分组成，太阳内部包括太阳核、辐射区、对流层三层，太阳大气分为光球、色球和日冕三层(图 10.6)。

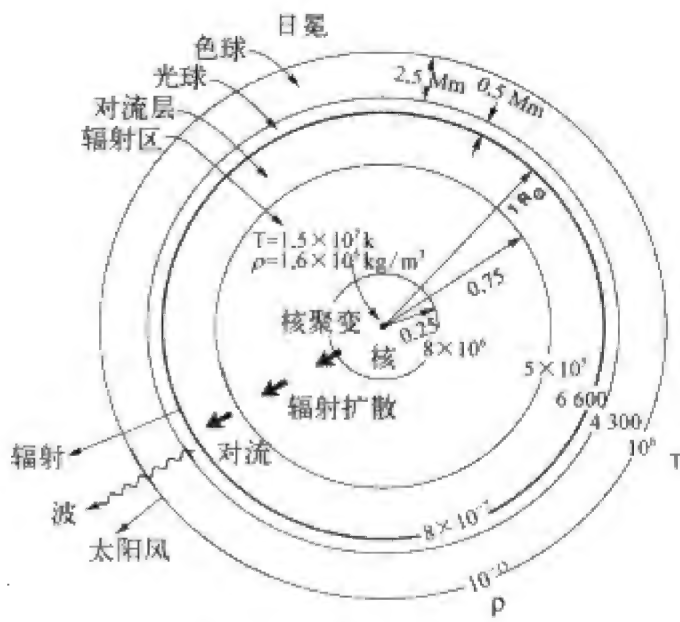


图 10.6 宁静太阳模型

1. 太阳内部

从日心到 0.25 个太阳半径是太阳核，它是供应太阳能量的地方，在那里发生着氢聚变为氦的热核反应，日心温度高达 1 500 万度。从0.25到0.75个太阳半径是辐射区，太阳核产生的能量通过这一层传到外部。从0.75个太阳半径向外是太阳的对流层，温度从对流层底部的 50 万度降低到对流层表面的 6 600 度，这样大的温度差很容易产生对流，把热量传到太阳表面。太阳核中的热和光要经过 1 000 万年才能到达光球层。

2. 太阳大气

对流层之上的光球、色球和日冕三层组成了太阳大气。光球层是厚度不到太阳半径千分之一（约 500 km 厚）的薄薄的发光层，我们目视的太阳形象就是光球的像，太阳辐射的光主要由这一层发出。光球层之上是色球层，厚约 2 500 km，温度高达几万度，日食时可以看到太阳边缘一圈红玫瑰色彩的辉光就是色球层。色球层以上到几个太阳半径的广延太阳大气区域叫做日冕，日食发生时日冕发出淡银色光辉。

太阳辐射出的光谱是在连续光谱背景上叠加一些吸收线。通过不同波长的滤光片可以得到太阳不同层次的结构照片。

太阳有绕轴自转运动，自转轴与黄道面法线夹角为 7°15′。太阳自转方向与地球相同，所以，从地球上看，日面从左向右运动。太阳自转速度随纬度升高而加快。这种较差旋转现象从太阳黑子、日珥、暗条、谱斑在日面上的移动，或从太阳东西边缘光谱线的多普勒效应可以证实。以恒星为参考

的自转周期称为自转的恒星周期，日面纬度17°处的自转恒星周期是25.38天。由于地球有绕日公转运动，所以太阳相对于地球的自转周期要长一些，为27.275 3天，称作太阳自转的会合周期。为了方便起见，地面观测常常使用会合周期的近似值27天。

二、与地磁变化有关的太阳结构和太阳活动

太阳是一个剧烈活动的天体，上述宁静太阳模型只是太阳背景状态的一种近似描述。与地磁变化关系较密切的太阳结构和活动现象有太阳磁场、黑子、耀斑、冕洞、暗条、日冕物质抛射等。

1. 太阳磁场

太阳物质是高温等离子体，它的运动和变化与磁场密切相关，太阳黑子、耀斑等现象更是直接受磁场支配，所以太阳磁场是太阳活动的一个决定性因素。

太阳以及其他恒星磁场的发现基于塞曼效应，这是光谱线通过磁场时发生分裂的一种现象，谱线分裂的距离与磁场强度成正比。

我们可以用地球磁场作参考来描述太阳磁场。与地球主磁场对应的是"太阳普遍磁场"，与地球局部异常磁场对应的是"太阳活动区磁场"。但是太阳磁场与地磁场又有很大的不同，地球的主磁场强而局部场弱，二者都非常稳定，而太阳的普遍磁场弱而活动区磁场强，二者都不稳定，特别是活动区磁场变化十分剧烈。

太阳活动区磁场主要是指与黑子、耀斑、日珥等活动区相伴随的局部强磁场，其结构复杂，强度可达几百高斯以上。与之相比，太阳普遍磁场要弱得多，在极区它只有1～2 G。太阳普遍磁场的主要部分可用偶极子磁场来近似描述，偶极子轴与太阳自转轴有一个不大的夹角。在活动区集中的中低纬度，普遍磁场完全被活动区局部磁场淹没，只有在两极区域普遍磁场才比较显著。普遍磁场的强度经常发生变化，甚至极性也会突然倒转，这种倒转要比地磁场倒转频繁得多。

除此之外，太阳上还有尺度为千公里量级的磁孔和百公里量级的磁结结构。

2. 太阳黑子(sunspot)

太阳黑子是最早观测到的天文现象之一。黑子中心是较暗的本影，其周围是较亮的半影，形似浅碟，中间凹陷约500 km。日面上的黑子有大有小，小黑子的线度约1 000 km，大黑子可达200 000 km。黑子有的单

个出现，有的成群出现，通常用沃尔夫提出的太阳黑子相对数来表示黑子的多少

$$R = k(10g + f) \tag{10.1}$$

式中 f 和 g 分别表示日面上看到的黑子数和黑子群数，k 是为了使不同观测者得到的数据归一化的系数。现在又有将南半球和北半球黑子数相加而得的国际太阳黑子数 R_i。

黑子数的多少与太阳活动的剧烈程度有密切的关系。在黑子数 R 极大的年份，太阳活动剧烈，R 小的年份，太阳活动较弱。黑子数 R 呈现 9～13.6 年的准周期变化，平均周期为 11 年，叫做黑子周，或太阳活动周。图 10.7 给出 1610～1990 年太阳黑子数 R 的年均值变化，习惯上把 1755 年黑子最少时开始的活动周称为太阳的第一个活动周，最强的一周是第 19 周，最大年平均黑子数为 1957 年的 190.2，最大月平均黑子数为 1957 年 10 月份的 253.8。现在太阳活动已进入第 24 个活动周的初期。由图 10.7 可以看出，不同太阳周黑子的极小值相差不多，但极大值可以从 40 变化到 200。特别有意思的是公元 1645～1715 年的七十年间，黑子非常稀少，太阳活动极其微弱，这一时期称作“蒙德尔极小期”。

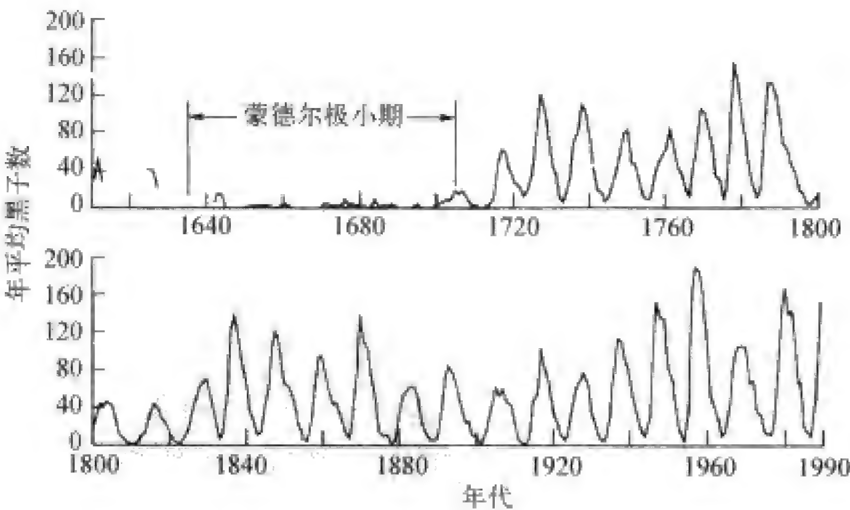


图 10.7 1610～1990 年太阳黑子数 R 的年均值变化

大多数黑子出现在太阳赤道两侧 8°～30°的纬度带内。在一个黑子周开始的时候，黑子出现的纬度较高，之后黑子出现的纬度逐渐降低，在极大年前后达到 ±15°左右，到活动周末尾约为 ±8°，于是形成了图 10.8 所示的“蝴蝶图”。在每一活动周的末尾，新的黑子群又开始在高纬出现，形成旧一周的低纬黑子与新一周的高纬黑子同时并存的图像，其时间大约 1 年。大部分黑子

寿命不到一天，有些可达一个月，极个别的黑子寿命可以超过半年。

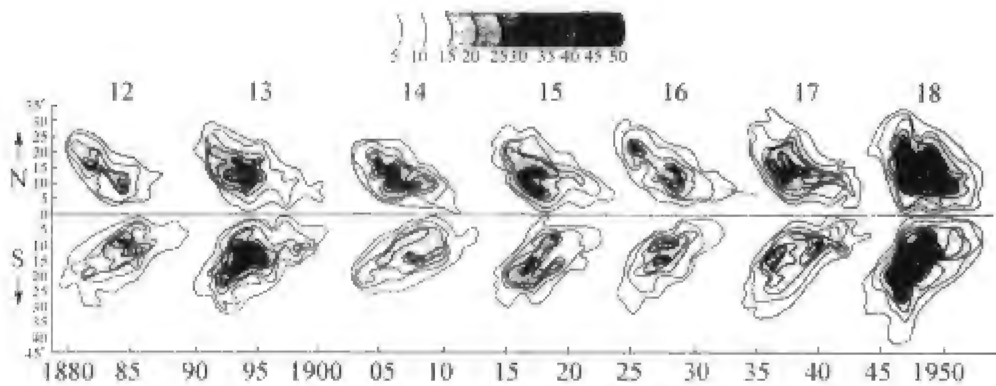


图 10.8 太阳黑子纬度分布的"蝴蝶图"

黑子常常成对出现，黑子对由前导黑子和后随黑子组成，它们之间的距离有逐渐增大的趋势。黑子的磁场很强，小黑子磁场约 1 000 G，大黑子磁场可达 3 000～4 000 G。成对的两个黑子磁性相反，而且南北两半球黑子极性分布也正好相反：当北半球前导黑子为 N 极，后随黑子为 S 极时，南半球前导黑子为 S 极，后随黑子为 N 极。在每个黑子周内，各半球黑子磁极结构保持不变，但在下一个黑子周，磁极情况正好倒过来。所以，黑子磁场极性的变化周期等于两个黑子周，平均 22 年，这种极性变化规律叫海耳(Hale)极性定律，相应的周期叫 Hale 周期。黑子的磁场结构如图 10.9 所示。

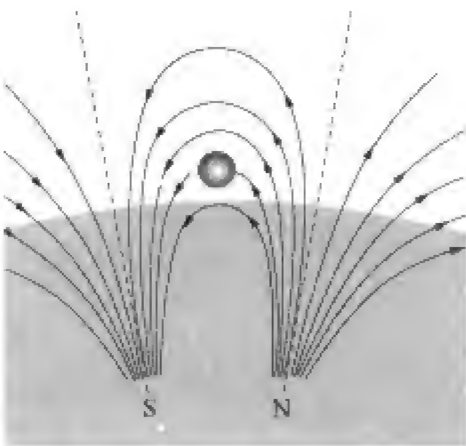


图 10.9 成对黑子的磁场结构示意图

3．太阳耀斑(solar flare)

太阳耀斑是剧烈的日冕活动现象。长期以来，人们一直把它看成是色球中的巨大爆发事件，直到空间观测取得大批资料后，才认识到，耀斑主要是日冕现象，色球耀斑只是耀斑过程的次级效应。耀斑的发展过程分为三个阶段：耀斑爆发时，在太阳的氢单色像(H_α)上，一个亮的斑点突然出现，几秒钟到几分钟内，亮度增到极大，这叫做耀斑的闪相；伴随耀斑亮度的增加，有时(并不总是)耀斑面积也迅速扩大，大耀斑的面积可达 10^9 km^2，这叫做爆发相；然后亮度缓慢减弱，逐渐恢复到原来水平，这个阶段叫做耀斑的主相。

绝大多数耀斑位于黑子区，并且经常在同一区域内重复出现，在高活动期，平均 2 小时发生一次耀斑。一次大的太阳耀斑释放的能量可达 3×10^{25} J，其中 2/3 转变为耀斑等离子体(大约 10^{13} kg)抛出太阳的动能，一部分能量用于产生高能粒子，还有一部分能量分布在从 X 射线到千米波的广阔谱段上。图 10.10 表示耀斑爆发时各种射电类型的频率-时间关系，其中常规监测使用最多的是 10.7 cm(2.8 GHz)流量，它与黑子数有很好的统计相关性，从而提供了一个描述太阳活动的连续指标。10.7 cm 流量的月均值 $F10$ 与黑子数月均值 R 的关系如下

$$F10 = 50.0 + 0.968R \tag{10.2}$$

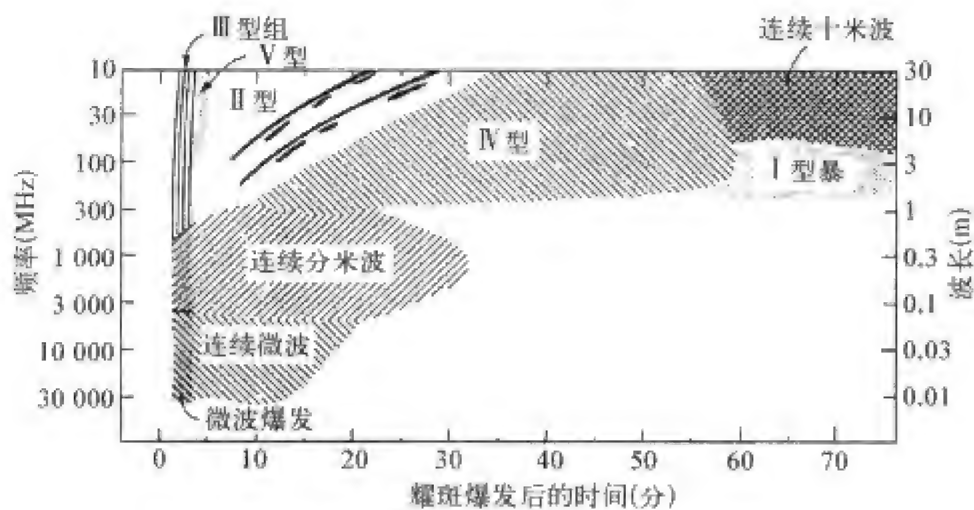


图 10.10 耀斑爆发时各种类型射电的频率-时间关系

耀斑爆发时产生的高能粒子，主要是电子和质子，也有 α 粒子和较重的离子。高能电子的典型能量为 30 keV～10 MeV，有时也检测到能量高达 MeV～GeV 的质子。

太阳耀斑与空间电磁环境变化及地磁扰动有密切的关系，这种关系最早的证据是发生在 1859 年 9 月 1 日 11:15 的卡林顿耀斑(参见图 1.25)。耀斑爆发后，地磁场立刻发生了钩扰变化，这是耀斑爆发产生的强紫外辐射使低电离层电离度增加的结果。耀斑爆发后 18 个小时，也就是第二天凌晨 4:50 出现了强烈磁暴，这是耀斑爆发的高能粒子到达地球附近所产生的。后来，不断观测到耀斑(尤其是大耀斑)爆发时，地磁和电离层的扰动现象，如短波无线电通讯中断、磁暴、亚暴、地磁钩扰、极光等等。图 10.11 是 1936 年 4 月 8 日耀斑爆发引起的电离层、地磁场和地电场的变化。

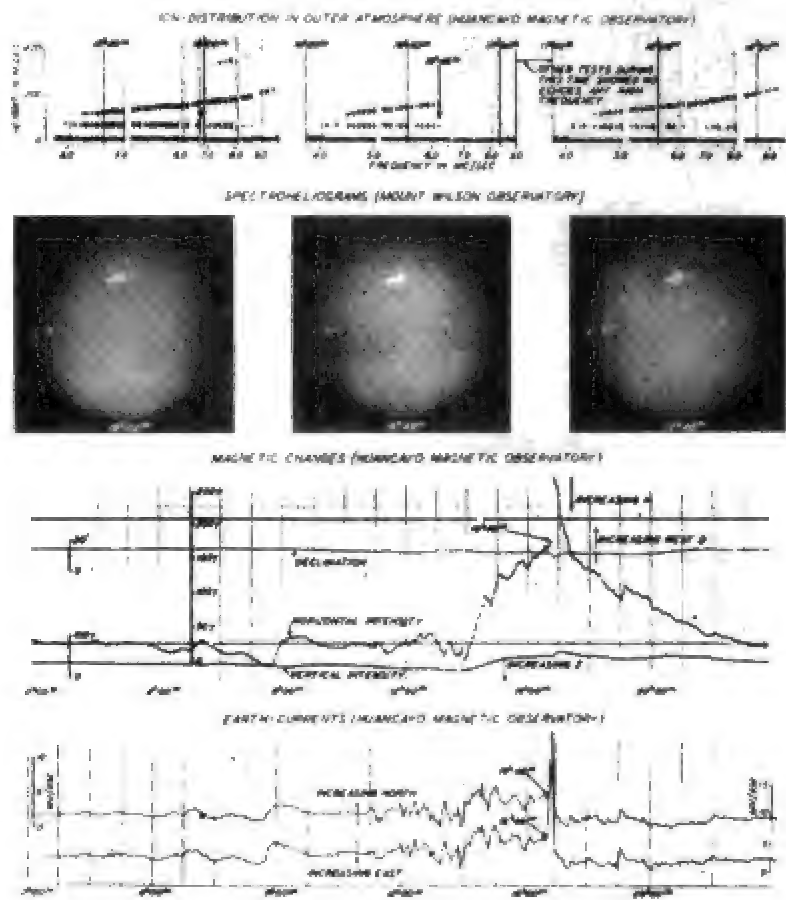


图 10.11 1936 年 4 月 8 日耀斑爆发引起的地球电磁环境的变化

耀斑从 16:45 开始，一直持续到 17:03，第二行图给出耀斑爆发之前、之中和之后的三幅太阳摄谱仪图片。第三行是洪伽约地磁台记录到的地磁场扰动变化，H 变化达到 108 nT。第四行是该台的地电位记录，耀斑发生时，地电位突变 30 mV。第一行是该台多频电离层记录，耀斑爆发后，回波消失。

4. 冕洞(coronal hole)

1904 年，英国格林威治天文台的天文学家蒙德尔(E. W. Maunder)发现，较小磁暴有 27 日周期重现的趋势，与太阳自转周期正好相合，但是并非总能找到相对应的太阳活动区。于是设想，太阳上有某种尚未看到的“神秘”区域，当它朝向地球时，就会引起地磁场扰动。这种区域随太阳自转，每 27 天朝向地球一次，周期性地引起地磁活动。这个特殊的活动区当时叫做“M 区”(mystery region)。现代观测证实，赤道区长寿命冕洞就是所谓的“M 区”。

冕洞是日冕中密度小、辐射小、亮度也小的区域，在太阳软 X 射线照片上表现为很大的暗区(图10.12)。冕洞分为三类：常年都有的极区冕洞，面积较小的低纬孤立冕洞，以及从极区延伸到另一半球 20°左右的延伸冕洞。

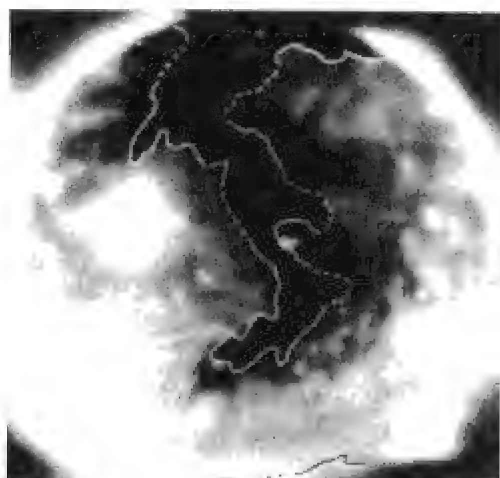


图 10.12 美国 NASA 天空实验室拍摄的太阳 X 射线照片

由虚线和实线圈出的暗区就是冕洞。

冕洞寿命一般为 5 个太阳自转周，有的可达 8～10 个自转周，甚至几年。当一个极区的冕洞变大时，另一个极区的冕洞便缩小，但冕洞的总面积基本保持不变。

冕洞是太阳上的一种比较稳定的现象，它相对太阳表面基本不动，随太阳自转近似做刚性旋转。

冕洞的一个重要特征是它的磁场单极性。在日面上，一个单磁极区附近通常有另一个极性相反的区域，但是，冕洞是一种巨大的单极区。冕洞磁场与无冕洞区相近，但比活动区磁场弱得多。从冕洞出来的开放磁力线远远地伸展到行星际空间，为连续流出的太阳风提供了通道。

5. 谱斑、日珥与暗条(plage, prominence, filament)

谱斑是一种色球活动现象，在太阳 H_α 或 Ca 单色像上可以看到大块增亮区域，这就是亮谱斑，有时也观测到一些暗区，称为暗谱斑。谱斑线度从几千公里到几十万公里不等，其形状、结构和亮度不断变化，寿命可达几个太阳自转周。谱斑与黑子有密切关系，大部分附近都有黑子群，一般来说，谱斑比黑子出现早而消失晚，异常明亮的氢谱斑的出现，常常预示该处将出现黑子。

日珥和暗条(图 10.13)是同一种现象出现在日面不同位置时的不同名称，它们是悬浮在日冕中的色球状态等离子体团，其密度比周围密度大百倍或更多，温度是周围的百分之一左右。由于温度低和辐射弱，所以当它出现在太阳圆面上时，在明亮的背景上呈现出长长的黑暗条带状，故称作“暗条”。当它出现在太阳边缘时，呈现出多姿多彩的形态，有的像浮云，有的像喷泉，有的像火焰，还有圆环、拱桥、篱笆等形状的，被称作“日珥”。日食发生时，在较暗的日冕背景上



图 10.13 日珥和暗条

日珥清晰可见。

日珥和暗条与太阳活动区的磁场结构密切相关。细长的暗条总是沿磁场中性线分布，或者把活动区两个磁极相反的黑子群分开，因此暗条的变形或扭转形象地刻画出磁场位形变形或扭绞。

有的日珥可以稳定地维持几个太阳自转周，称作宁静日珥；有的日珥变化剧烈，称作活动日珥或爆发日珥。与耀斑有密切关系的爆发日珥有两类，一类是大质量抛射的爆发日珥，其动能高达 10^{24} J，相当于一个中等强度的耀斑，这种日珥常伴随着强激波。另一类是突然消失型爆发日珥，消失几十分钟或几小时后又会在原地重现，很像是抛出去的日珥物质又回落到原地。

6. 日冕物质抛射(coronal mass ejection，简称 CME)

日冕物质抛射是日冕物质在较短时间内大规模抛离太阳，进入行星际空间，并引起太阳风扰动的一种太阳活动现象，也是与地磁暴关系最密切的太阳事件，简称 CME。一次日冕物质抛射事件所抛出的太阳物质可达 $10^{10}\sim10^{13}$ kg，能量可达 $10^{22}\sim10^{26}$ J。在太阳活动高年，每天可能发生3～4次日冕物质抛射事件，在太阳活动低年，平均 5 天发生一次日冕物质抛射事件。

在光球的明亮背景下，观测低亮度的日冕是非常困难的。只有在日食时，月球挡住了光球表面，人们才能清楚地看到向外伸展很远的发光日冕。但自然日食很少发生，持续时间也非常短暂。在空间飞行器上，人们用遮挡光球发光面的方法形成“人造日食”，从而可以连续观测日冕，并使日冕物质抛射这种重要现象的深入研究成为可能。

图 10.14 是 1980 年 8 月 18 日一次 CME 事件的形成和发生过程。在 CME 发生前，位于闭合磁场区的盔状冕流处于静态平衡，这种平衡状态可以维持若干天或若干星期。接着，平衡态遭到剧烈破坏，磁场由闭合变为开放，原来处于闭合磁场区的日冕物质和色球物质(日珥)被抛离太阳，进入行星际空间。

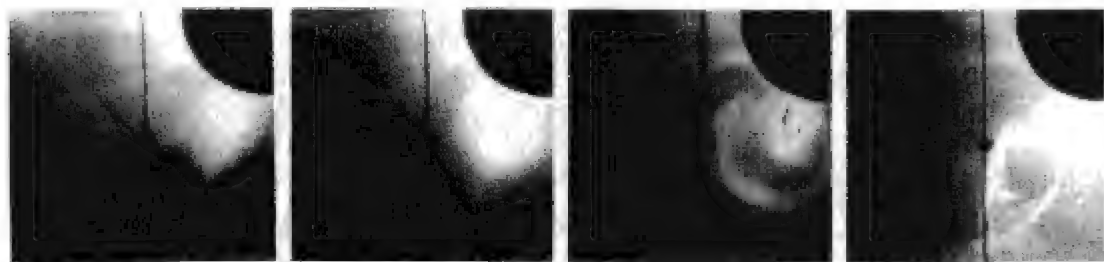


图 10.14　1980 年 8 月 18 日日冕物质抛射事件的形成和发生的过程

CME事件与耀斑的相关性并不明显。首先，耀斑发生在较低的纬度带，而CME事件发生的纬度范围则要宽得多。其次，虽然有些CME事件发生时，在同一活动区发生了耀斑，但许多CME事件发生时并没有耀斑。大多数这类事件涉及色球物质抛射，但经常是以大日珥的形式发生的。观测和研究表明，CME事件是由发生在日冕结构（如盔状冕流）中大尺度磁场的变化所驱动的，它与耀斑所涉及的小尺度磁场的关系似属偶然。

第三节 行星际空间的结构和变化

行星际空间是太阳大气向外延伸所及的范围，从日冕一直延伸到日球层边缘。行星际空间的结构和变化是由太阳上的各种结构和活动过程决定的，其中最主要的是太阳风和行星际磁场。

一、太阳风和行星际磁场

围绕着星体的大气层同时受到向内的重力和向外的热压力的作用。如果大气的温度不高，星体的重力场将把大气吸引在星体周围，形成一个静止的大气层，这是地球一类星体的情况。如果大气温度很高，则星体重力场不足以吸引住大气，大气就要向外膨胀，太阳就是如此。

由于日冕温度很高，日冕气体并不处于静止状态，在日冕压力梯度和太阳重力场的作用下，日冕气体连续不断地向外膨胀。在日冕低层，气体膨胀速度较低，随着高度的增加，气体膨胀速度迅速增加。日冕气体不断向外膨胀，形成了太阳风。由于太阳风等离子体的高导电性，它将携带着“冻结”在其中的太阳磁场一起向行星际空间运动，形成了行星际磁场（interplanetary magnetic field，简称IMF）。由于太阳自转，行星际磁场的磁力线被缠绕成阿基米德螺线的形状，这正如从一条旋转着的水龙管中喷出的水一样。所以又把IMF磁力线叫做“水龙管螺线”（firehose spiral）。

我们用图 10.15 来说明螺线形行星际磁场形成的原理。考虑日面赤道上的一个固定点，太阳粒子以速度 v 从这点沿径向连续地向外喷出。由于太阳以角速度 Ω 自转，该点依次通过 A、B、C、D 等位置，一段时间后，由这些点发出的粒子分别到达 A'、B'、C'、D'，它们位于同一条磁力线上。可以看到，磁力线被拉伸成螺线形状。为了得到螺线形状的表达式，考虑螺线上相邻两点 (r,θ) 和 $(r+\mathrm{d}r,\theta+\mathrm{d}\theta)$，螺线方程为

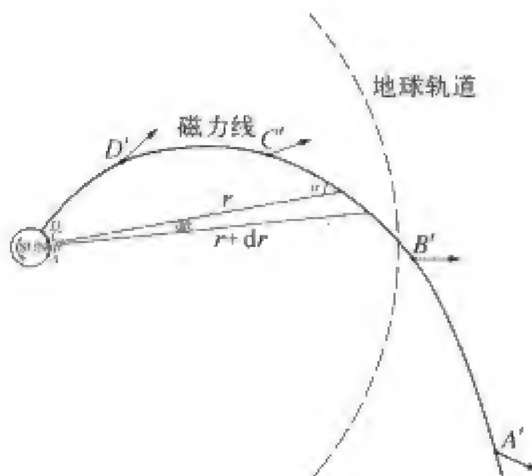


图 10.15　螺线形行星际磁场（IMF）形成的原理

$$\frac{\mathrm{d}r}{v}=\frac{\mathrm{d}\theta}{\Omega} \tag{10.3}$$

螺线与径向矢量之间的夹角 α 可由下式得到

$$\tan\alpha = r\frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}r}=r\frac{\Omega}{v} \tag{10.4}$$

令 $v=400$ km/s，可以求得地球轨道附近 $\alpha=45°$。

如果单磁荷不存在的假设在太阳上成立，那么，离开太阳的总磁通量应该等于零。也就是说，IMF 向外的磁通量（定义为正）应等于向内的磁通量（定义为负）。根据电磁学原理，在分开方向相反的磁场区域的分界面上必然存在一个电流片，我们把太阳风磁场中的这种电流片叫做日球层电流片，如图 10.16 所示。这种被电流片分开的正负 IMF 区随太阳自转而旋转，当它扫过地球时，使地球轮番地处于磁场的正极性区、负极性区和电流片内。如果电流片是平面，并且不与黄道面重合，则在一个太阳自转周内，地球有一半时间处于正极性区，另一半时间处于负极性区，即地球看到由两个极性扇形区组成的行星际磁场。如果电流片是弯曲的，则一个太阳自转周内，地球可以看到四个、六个或更多的不同磁场极性扇区，地球将多次穿越日球层电流片。空间探测证实了行星际磁场扇形结构的存在。图 10.17 是连续三个太阳自转周内 IMF 观测实例，可以看到，四个极性相反的扇区稳定地持续着。

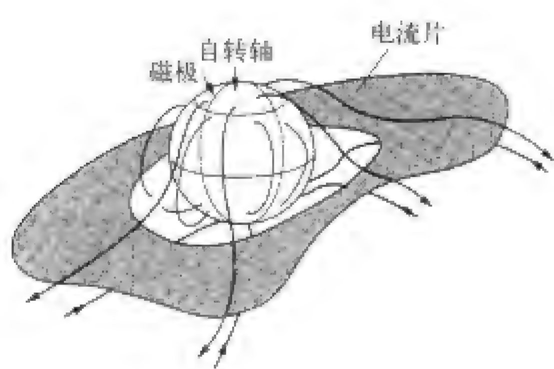


图 10.16 日球层电流片和 IMF 扇形结构形成的原理

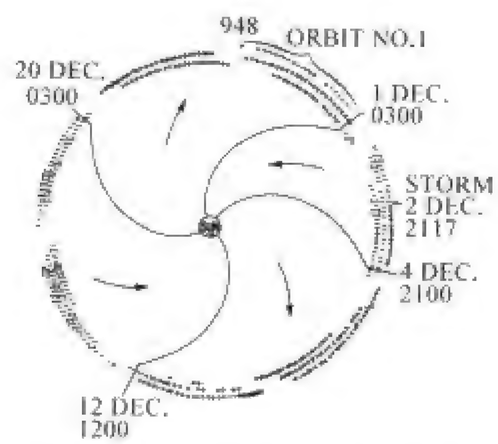


图 10.17 连续三个太阳自转周内 IMF 观测实例，四个极性相反的扇区稳定地持续着

太阳风速度、IMF 扇形极性与太阳冕洞结构有密切的成因联系。图 10.18 上图表示一个太阳自转周内地球轨道附近记到的行星际磁场的双扇结构和太阳风速度的双峰变化，下图是相应的日面亮度等值线，南北半球的两个延伸冕洞分别具有正磁场极性和负磁场极性，它们的赤道部分发出的高速流正好对应于太阳风速度的两个高峰。

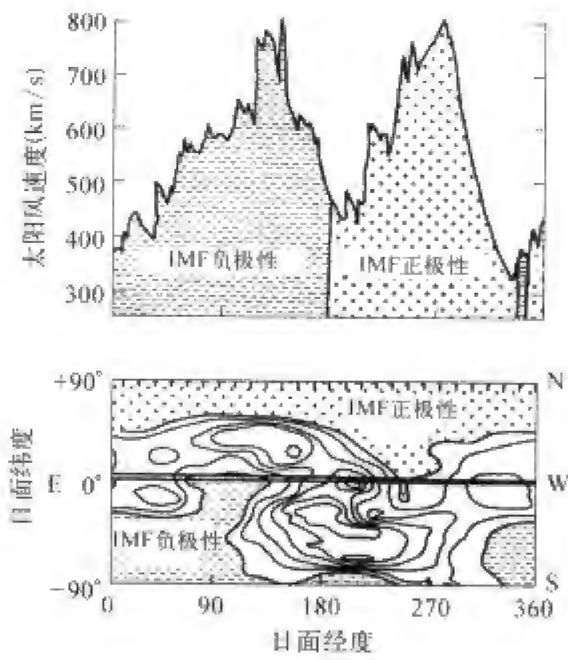


图 10.18 太阳风速度、行星际磁场极性(上图)与极区冕洞(下图)的关系

下图等值线表示日面亮度，+ − 号表示两个冕洞相反的磁场极性。

二、行星际扰动(interplanetary disturbance)

以上所述的太阳风和行星际磁场的大尺度结构只是某种平均的背景状态，或平静状态。事实上行星际空间从来没有真正平静过。在上述平静背景上经常会发生局部剧烈扰动，形成许多小尺度结构。造成太阳风和行星际磁场扰动的根源是太阳上的各种活动过程，特别是耀斑爆发、日

珥喷发、日冕物质抛射等剧烈活动事件。许多观测事实表明，正是这些扰动使磁层-电离层系统偏离正常状态，发生丰富多彩的变化。其中与地磁扰动关系最为密切的是 IMF 中的南北分量 B_z，当幅度较大的 B_z 分量持续南向的时候，往往有磁暴或亚暴发生。由此，人们认为，IMF 中的南向分量 B_z 是太阳风向磁层输入能量的重要控制因素。图 10.19 是地球轨道附近观测到的太阳风各种参数的变化，这些参数包括太阳风速度、温度、密度、磁场等。可以看到，除了较为规则的大尺度变化外，快速的、大幅度的涨落几乎随处可见。表 10.4 列出日冕和地球轨道处行星际等离子体基本参数的典型值。

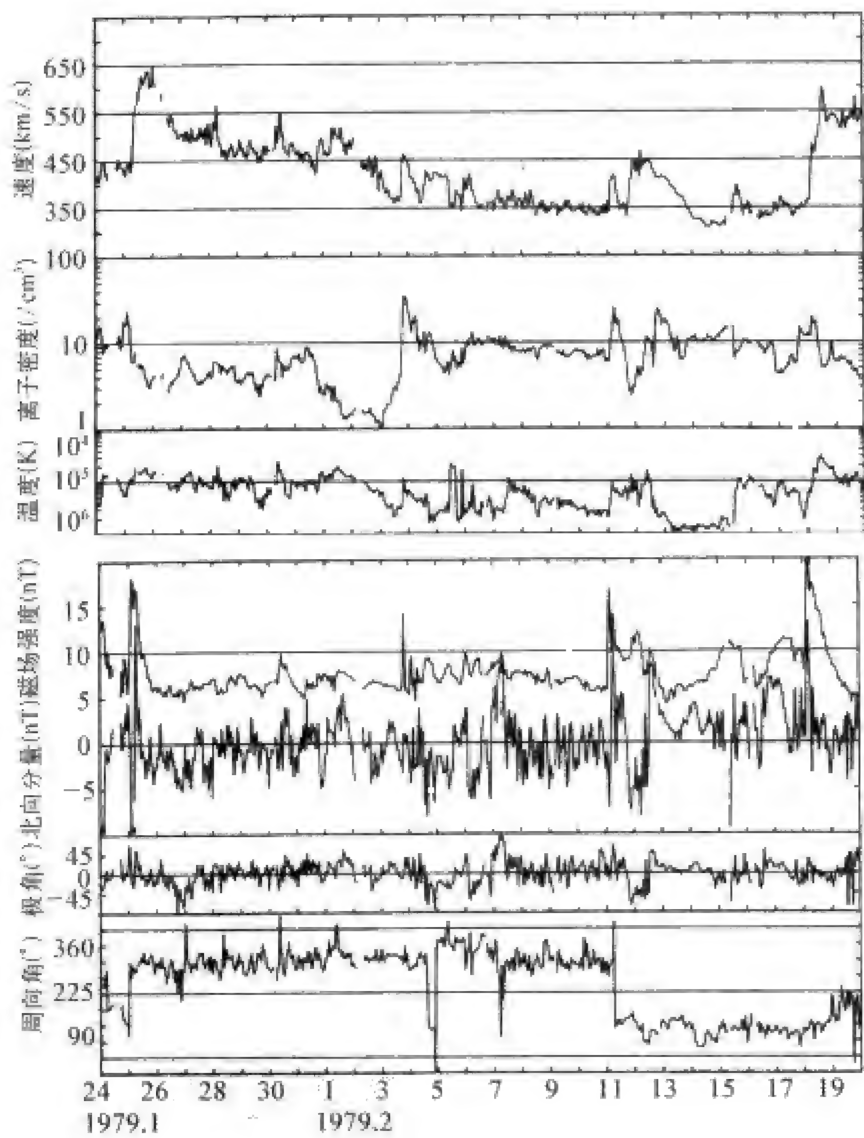


图 10.19　地球轨道附近观测到的太阳风各种参数的变化

表 10.4 日冕和地球轨道处行星际等离子体基本参数的典型值

物理量			日冕	地球轨道
粒子密度		$n(\times 10^6/m^3)$	10^6	2~5
温度		$T(K)$	10^6	10^5
磁场		$B(\times 10^{-9}T)$	10^5	2~5
流速		$v(\times 10^3 m/s)$	10	500
热运动	离子速度	$v_i = \sqrt{2kT/m_i}(\times 10^3 m/s)$	130	50
	电子速度	$v_e = \sqrt{2kT/m_e}(\times 10^3 m/s)$	5 500	2 000
	静压	$p = 2nkT(\times 10^{-1} N/m^2)$	3×10^{-2}	10^{-10}
磁场	阿尔文波速	$V_A = B/\sqrt{\mu_0 \rho}(\times 10^3 m/s)$	220	50
	磁声波速度	$V_m = \sqrt{V_A^2 + V_s^2}(\times 10^3 m/s)$	300	70
	磁压	$p_m = B^2/2\mu_0(\times 10^{-1} N/m^2)$	4×10^{-2}	10^{-10}
能量密度	热能密度	$\varepsilon_t = 2nkT(\times 10^6 eV/m^3)$	4×10^{10}	60
	磁能密度	$\varepsilon_m = B^2/2\mu_0(\times 10^6 eV/m^3)$	3×10^{10}	30
频率	等离子体频率	$f_p = \sqrt{e^2 n/\varepsilon_0 m_e}/2\pi(Hz)$	9×10^7	2×10^4
	磁回旋频率	$f_e = eB/2\pi m_e(Hz)$ $f_i = eB/2\pi m_i(Hz)$	2.8×10^6 1.5×10^3	100 0.05
德拜长度		$\lambda_D = \sqrt{\varepsilon_0 k T_e/ne^2}(m)$	7×10^{-3}	10
拉莫尔半径	等离子体流	$r_p = m_i v_\perp /eB(m)$	1	10^6
	热质子	$r_i = m_i v_{i\perp}/eB(m)$	14	1.2×10^5
	热电子	$r_e = m_e v_{e\perp}/eB(m)$	0.3	3×10^4

鉴于 IMF 南向分量 B_z 的重要性，人们从观测和理论两个方面探讨南向分量 B_z 出现的规律和物理机制，并且认识到，当冕洞高速流与速度较低

的背景太阳风相遇时，磁场被压缩，磁场结构畸变，大的南向 B_z 可能产生。这种随太阳共转的扰动到达地球时可能引起重现性磁暴。

耀斑爆发、日冕物质抛射等过程产生的高速等离子体团会产生行星际激波，类似于我们常见的地球大气和水中的激波。但后者的形成依赖于流体粒子间的碰撞，而前者的情况则大不相同。日球层介质异常稀薄，粒子的平均自由程太大，以至于可以忽略碰撞，因而不能产生碰撞激波。在这里，太阳风磁场代替了碰撞作用，约束着带电粒子的运动。它虽然不能改变平行于磁场方向运动的粒子状态，但可以迫使垂直于磁场运动的带电粒子绕磁力线旋转，从而使大多数带电粒子的轨迹呈螺线形。这样产生的激波称做无碰撞激波，如图 10.20 所示。

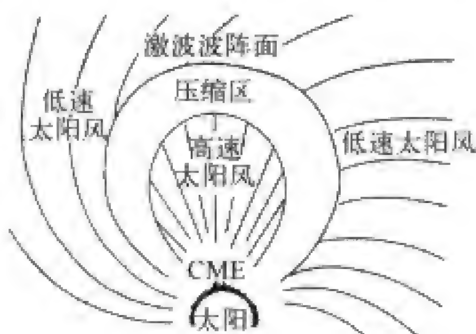


图 10.20 高速太阳风与低速太阳风相互作用形成激波和压缩区的原理

第四节 磁层与太阳风的相互作用

地球磁层是一个充满热而稀薄的等离子体空腔，它被包埋在稠密而较冷的快速流动的太阳风等离子体之中。由于地球磁场的作用，太阳风不能直接进入磁层外边界（即磁层顶），而在地球弓激波处被减速到亚音速之后，绕着磁层顶流过。太阳风的动压在地球的向日面压缩偶极子地磁场，而在夜晚一侧则把地磁场拉伸成为一个长长的尾状结构，远远伸展到月球轨道以外。在距离较远处的磁尾，磁场不再像偶极子场，而是由两个具有几乎反平行磁场的分离区域组成，其间的转换区叫做中性片。

一、磁层的形成和基本结构

1. 卫星观测结果

卫星对地磁场的观测发现，地磁场的偶极子特征只存在于大约 6～8 个地球半径以内的近地空间，而在距离地球较远的地方（例如 10 个地球半径

以外)，地磁场显著偏离偶极场位形。在向阳一侧，地磁场受到压缩(图 10.21(a))，在背日一侧，地磁场近乎平行于赤道面，赤道面以北的磁场指向太阳，以南的磁场背离太阳，如图 10.21(b)所示。

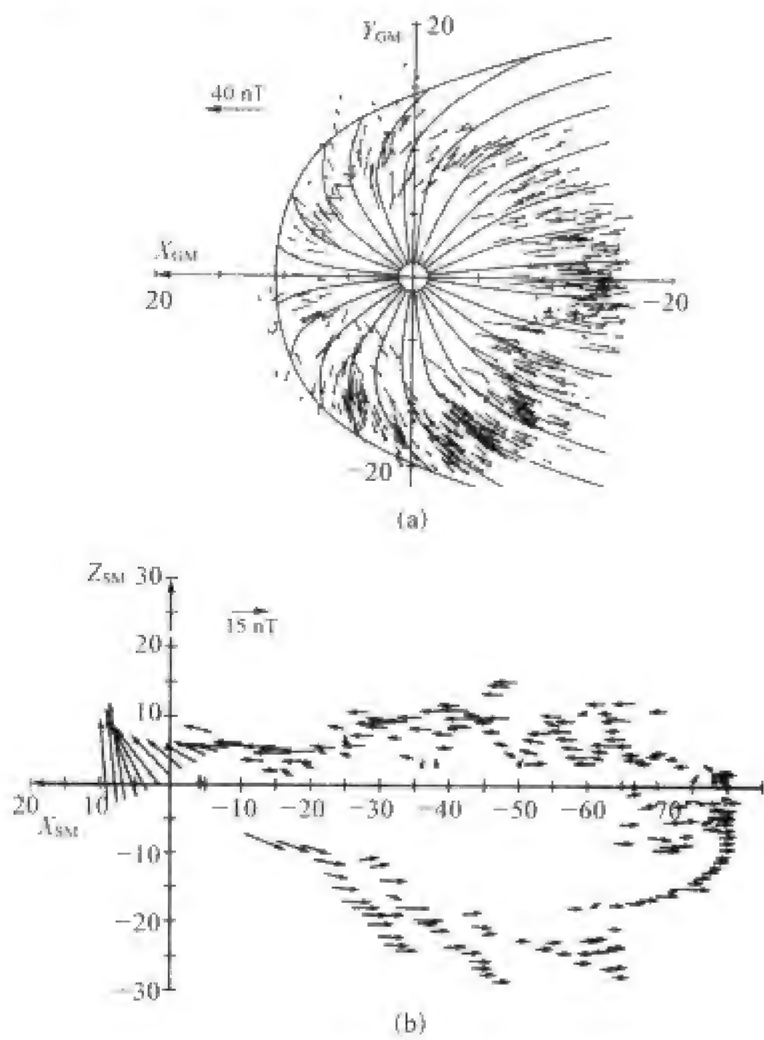


图 10.21 地磁场矢量的卫星观测结果

(a) 南半球地磁场矢量投影到赤道面上的分布，显示出太阳风对地磁场的压缩作用(Fairfield，1968)；(b) 磁场矢量投影到正午-子夜面上的分布。在背日面 10 个地球半径以外，赤道面以北的磁场大致指向太阳，以南的磁场背离太阳(Behannon，1968)。

从图 10.21 显示的地磁场分布来看，卫星观测与 30 年以前查普曼的预言非常吻合(对照图 7.14 和 7.18)。现在我们认识到，太阳风压缩地球磁场，把地磁场限制在一个称作磁层的空腔范围内，在向日一侧，地磁场终止在大约 $10R_E$ 处，在背日一侧，磁场被拉长成圆柱状磁尾，至少延伸到1 000R_E以远，在横向，磁层截面的半径由过地心截面约 $15R_E$ 向后逐渐增大到约 $30R_E$，磁

层的外边界是太阳风压力与地磁场压力达到平衡的界面，叫做磁层顶。图10.22是一个按比例画出的磁层形状示意图（磁尾只画到180个地球半径）。

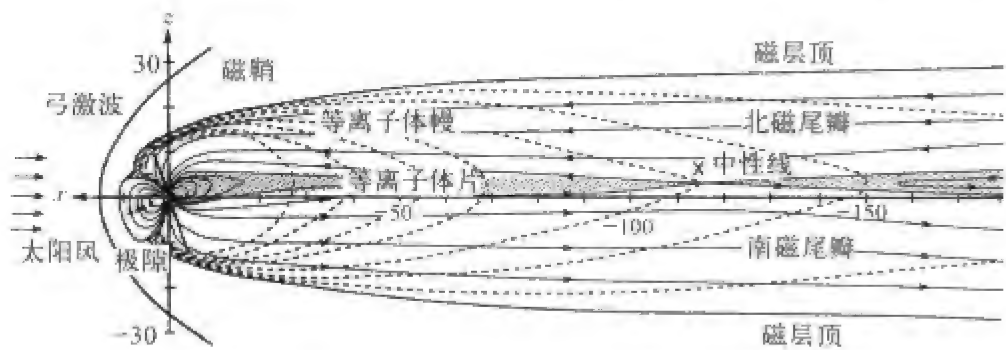


图 10.22 磁层形状和结构（正午-子夜剖面，按比例画出）
实线表示磁力线，虚线表示磁层粒子运动轨迹，月球轨道大约在图的中部。

太阳风之所以能够把地磁场限制在磁层空腔内，是因为高电导的太阳风等离子体与地磁场作用，在磁层顶产生了一个特殊的边界层电流体系，即查普曼－法拉罗电流体系。当太阳风的质子和电子透入磁层顶边界层后，在北向的地磁场作用下偏离原来方向，质子向东，电子向西，在磁层顶边界层形成了一个向东的电流，该电流产生的磁场抵消了磁层顶以外的地磁场，同时使磁层内的磁场加强。所以，太阳风对地磁场的畸变作用可以用查普曼-法拉罗电流体系的磁场来描述。

为了清楚地显示太阳风如何压缩向日面偶极场磁力线，并使其成为磁层磁力线的过程，图10.23给出变形前的偶极场线（虚线）和变形后的磁层场线（实线）的比较。我们看到，原来在向日面的偶极场磁力线，有的虽然被太阳风压缩，但仍然留在向日面，有的却被太阳风携带到背日面，成为磁尾磁场的一部分，前者限于约80°纬度以下中低纬地区的磁力线，后者是该纬度以上的极盖区磁力线。

2. 平面磁层顶模型

磁层的大小和磁层顶的形状是磁层几何学和物理学的重要特性，早在本世纪初，查普曼就已经对平面、柱面等简单模型进行过数值计算。自从卫星探测证实了磁层的存在，并描绘出磁层顶的大概形状之后，对磁层顶形状的计算以及磁层内磁场分布的研究更加深入。

简单的磁层顶平面模型如图7.14所示。假定地磁场是偶极子磁场，磁层顶是平行于偶极子轴的平面，质量为 m 的太阳风粒子以速度 v 垂直入射到磁层顶，并发生完全反射。一个入射粒子的动量改变是 $2mv$，假设太阳风质子数密度为 n，则单位时间入射到磁层顶单位面积上的粒子数是 nv，所以太

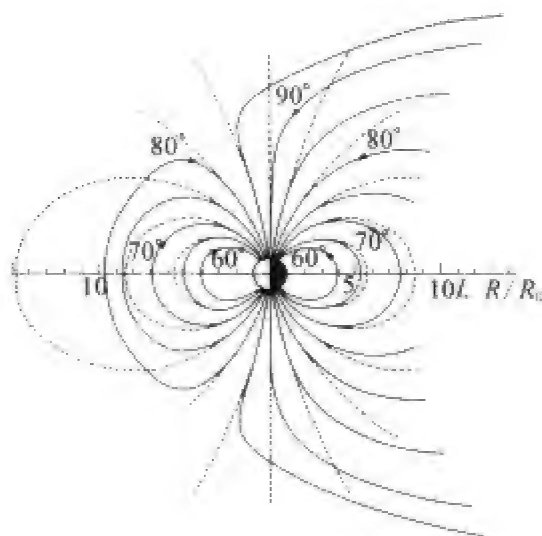


图 10.23　在太阳风作用下，地磁场发生畸变而形成磁层

图中虚线表示未受太阳风作用时偶极磁场的磁力线，实线表示太阳风作用时偶极磁场磁力线位移并变形的情况。磁力线上的数字表示偶极磁场磁力线与地面交点的纬度。

阳风动压为 $2nmv^2$。由太阳风的动压与地磁场的磁压平衡的条件，可得

$$2nmv^2 = \frac{B^2}{2\mu_0} \qquad (10.5)$$

式中 B 是磁层顶处地磁场强度。使用太阳风参数的典型值：$n = 5\times10^6/\mathrm{m}^3$，$v = 3.5\times10^5\ \mathrm{m/s}$，$m = 1.68\times10^{-27}\ \mathrm{kg}$，可以得到磁层顶地磁场强度 $B\approx 72\ \mathrm{nT}$。实际上，粒子在磁层顶完全反射的假定是十分粗略的，在式(10.5)左端，体现这一假定的是系数 2，而比较正确的值接近于 1。考虑到这一点，应该有 $B\approx 51\ \mathrm{nT}$。这个磁场是原来的地磁场与太阳风等离子体电流的磁场叠加的结果，后者可以用位于太阳风中的一个假想的镜像磁偶极子来代替。

从物理学中我们知道，镜像磁偶极子的效应使磁层顶处原来的磁场加倍，也就是说，磁层顶位于原来磁场等于 25 nT 的地方。由偶极子磁场公式可以算出磁层顶的地心距约为 11 个地球半径，通过此点的磁力线与地面交于地磁纬度 72.5°处，这个特殊的地区叫做极隙区(cusp region)。低于极隙区纬度的磁力线在磁层向日面形成闭磁场区，高于该纬度的磁力线伸向磁尾。尽管在这个极其简单的模型计算中忽略了电子和其他太阳风粒子的贡献，也没有考虑行星际磁场和磁层等离子体对压力平衡的影响，但主要结果与观测值基本相符。

3. 二维曲面磁层顶模型

平面模型阐明了太阳风与地磁场作用的基本物理原理，但它仅是很粗略的近似，较精确的计算应该考虑磁层顶的弯曲。

在此情况下，太阳风不会处处垂直于磁层顶(图 10.24)。假定太阳风沿 $-x$ 方向入射到磁层顶(x 轴由地心指向太阳)，入射方向与磁层顶法线方向的夹角为 χ，则(10.5)式应改为

$$2nmv^2\cos^2\chi = \frac{B^2}{2\mu_0} \qquad (10.6)$$

假设磁层顶形状为 $z = z(x)$，在图 10.24 中，z 轴向上。由于在磁层顶处磁场平行于磁层顶，所以

$$\frac{\mathrm{d}z}{\mathrm{d}x} = \frac{B_z}{B_x} \qquad (10.7)$$

假设 $\mathrm{d}s$ 是磁层顶切向矢量，则

$$\cos\chi = \frac{\mathrm{d}z}{\mathrm{d}s} = \frac{B}{\sqrt{2\mu_0 p_0}} \qquad (10.8)$$

式中 $p_0 = 2nmv^2$。

假设磁层内无电流，则磁层内部磁场须满足如下方程

$$\nabla \cdot \boldsymbol{B} = 0 \qquad (10.9)$$

$$\nabla \times \boldsymbol{B} = 0 \qquad (10.10)$$

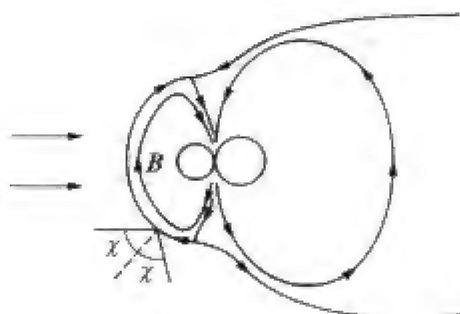


图 10.24 二维曲面磁层顶模型

x 轴指向太阳，z 轴垂直于黄道面，太阳风以角度 χ 入射到磁层顶。

联立求解(10.7)，(10.8)，(10.9)，(10.10)，可以得到磁层顶形状(Hurley, 1961; Unti and Atkinson, 1968; Atkinson and Unti, 1969)。

4. 三维磁层模型的数值结果

如果考虑磁层顶的三维形状，计算过程更为复杂，要用反复迭代的数值方法来确定磁层顶的形状和位置。

图 10.25(a)是三维磁层顶模型示意图，带阴影的磁层顶面积元向外单位法线矢量为 $\boldsymbol{n}_s$。图 10.25(b)是太阳风与磁层顶面积元的几何关系。计算磁层顶形状所用的坐标系是地心太阳黄道坐标系(GSE)，x 轴指向太阳，z 轴垂直于黄道面。

基本方程仍然是压力平衡条件(10.6)。由于磁场 $\boldsymbol{B}$ 必须与磁层顶表面相切，式(10.8)可写成

$$|\boldsymbol{n}_s \times \boldsymbol{B}| = -\sqrt{2\mu_0 p_0}\,\boldsymbol{n}_s \cdot \hat{\boldsymbol{v}} \qquad (10.11)$$

式中 $\hat{\boldsymbol{v}}$ 是太阳风速度的单位矢量。

假设磁层顶形状用如下用函数表示

$$F(r,\theta,\phi) = r - R(\theta,\phi) = 0 \qquad (10.12)$$

则磁层顶的向外法线

$$\boldsymbol{n}_s = \frac{\nabla F}{|\nabla F|} = A\left(\hat{r} - \frac{1}{r}\frac{\partial R}{\partial \theta}\hat{\boldsymbol{\theta}} - \frac{1}{r\sin\theta}\frac{\partial R}{\partial \phi}\hat{\boldsymbol{\phi}}\right) \qquad (10.13)$$

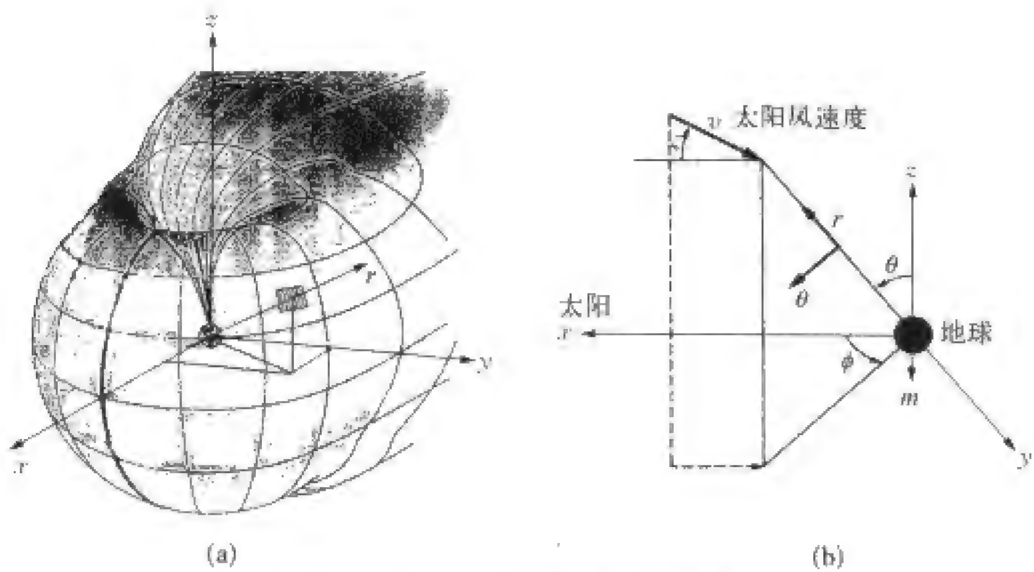


图 10.25 三维磁层顶模型示意图

(a) 向日面磁层顶立体示意图，带阴影的磁层顶面积元向外法线为 n_s；(b) 太阳风与磁层顶面积元的几何关系。采用地心太阳黄道坐标系(GSE)，x 轴指向太阳，z 轴垂直于黄道面。

式中
$$A = \left\{1 + \left(\frac{1}{r}\frac{\partial R}{\partial \theta}\right)^2 + \left(\frac{1}{r\sin\theta}\frac{\partial R}{\partial \phi}\right)^2\right\}^{-\frac{1}{2}} \tag{10.14}$$

它是使 $\boldsymbol{n}_s$ 成为单位矢量的归一化因子。

根据图 10.25 的几何关系，

$$\begin{aligned}\hat{\boldsymbol{v}} = &-(\cos\theta\sin\zeta + \cos\phi\sin\theta\cos\zeta)\hat{\boldsymbol{r}} \\ &-(\cos\phi\cos\theta\cos\zeta - \sin\theta\sin\zeta)\hat{\boldsymbol{\theta}} + (\sin\phi\cos\zeta)\hat{\boldsymbol{\phi}}\end{aligned} \tag{10.15}$$

由(10.13)和(10.15)可得

$$\begin{aligned}\boldsymbol{n}_s\cdot\hat{\boldsymbol{v}} = A\Big[&-(\cos\theta\sin\zeta + \cos\phi\sin\theta\cos\zeta) \\ &+(\cos\phi\cos\theta\cos\zeta - \sin\theta\sin\zeta)\frac{1}{r}\frac{\partial R}{\partial\theta} \\ &-\sin\phi\cos\zeta\frac{1}{r\sin\theta}\frac{\partial R}{\partial\phi}\Big]\end{aligned} \tag{10.16}$$

$$\begin{aligned}|\boldsymbol{n}_s\times\boldsymbol{B}| = A\Big[&\left(-\frac{1}{r}\frac{\partial R}{\partial\theta}B_\phi + \frac{1}{r\sin\theta}\frac{\partial R}{\partial\phi}B_\theta\right)^2 \\ &+\left(-\frac{1}{r\sin\theta}\frac{\partial R}{\partial\phi}B_r - B_\phi\right)^2 + \left(B_\theta + \frac{1}{r}\frac{\partial R}{\partial\theta}B_r\right)^2\Big]^{\frac{1}{2}}\end{aligned} \tag{10.17}$$

将(10.16)和(10.17)代入(10.11)，即可得到求解磁层顶几何形状 R 的微

分方程。只要已知磁场 $\boldsymbol{B}$，即可求得 R 的解。

但是，磁场 $\boldsymbol{B}$ 不能预先确定，所以还必须先寻找处理磁场的方法。

总磁场由两部分组成，一部分是地磁场 $\boldsymbol{B}_g$，另一部分是磁层顶边界电流产生的磁场 $\boldsymbol{B}_b$。而 $\boldsymbol{B}_b$ 又可表示成两部分之和：$\boldsymbol{B}_b = \boldsymbol{B}_p + \boldsymbol{B}_c$，$\boldsymbol{B}_p$ 是磁层顶切平面上流动的局地电流产生的表面磁场，$\boldsymbol{B}_c$ 是对磁层顶曲率的修正项。于是总磁场表示为

$$\boldsymbol{B} = \boldsymbol{B}_g + \boldsymbol{B}_p + \boldsymbol{B}_c \tag{10.18}$$

跨过电流薄层时，$\boldsymbol{B}_p$ 改变正负号。假设磁层顶之外无磁场，则

$$\boldsymbol{B}_{\text{outside}} = \boldsymbol{B}_g - \boldsymbol{B}_p + \boldsymbol{B}_c = 0 \tag{10.19}$$

于是有

$$\boldsymbol{B}_p = \boldsymbol{B}_g + \boldsymbol{B}_c \tag{10.20}$$

代入(10.18)得到

$$\boldsymbol{B} = 2(\boldsymbol{B}_g + \boldsymbol{B}_c) \tag{10.21}$$

代入(10.11)得

$$|\boldsymbol{n}_s \times (\boldsymbol{B}_g + \boldsymbol{B}_c)| = -\sqrt{\mu_0 nmv^2}\,\boldsymbol{n}_s \cdot \hat{\boldsymbol{v}} \tag{10.22}$$

由(10.22)看出，要确定磁层顶形状，必须先知道 $\boldsymbol{B}_c$，但是要知道磁场 $\boldsymbol{B}_c$，必须先知道磁层顶形状。所以，这个问题的求解一般使用逐次近似法(Mead and Beard，1964；Olson，1969)。先假定 $\boldsymbol{B}_c = 0$，求出一次近似曲面，然后计算出该曲面电流产生的磁场 $\boldsymbol{B}_c$，将其代入(10.22)，得到第二次近似曲面。重复同样的过程，直到得到满意的结果。

得到磁层顶曲面及电流之后，磁层空腔内的磁场可以用毕奥-沙伐定律计算。

如果太阳风粒子只是在同一方向运动，而无热运动，则磁尾应该伸展到无穷远。实际上，太阳风温度高达几万度，粒子热运动对磁层顶施加一个各向同性的热压，在远磁尾，这一压力尤其重要。

计算磁层形状和磁场的另一种方法是磁流体力学方法(MHD)。用这种方法不仅可以计算磁层顶形状和磁层内磁场结构，而且可以得到弓激波等间断面的特征，得到磁鞘内太阳风等离子体的温度、密度、速度等参数。

二、磁层中的大尺度过程

当太阳风流过磁层顶时，一部分能量、动量和质量会传输到磁层里来，从而引起磁层内部等离子体的大尺度对流运动，与运动相伴随的是大尺度磁层电场和电流。这些结构和过程表现了磁层的主要特征，决定着磁层粒

子运动的轨迹和等离子体波传播的特性，磁层小尺度结构和过程也是在这种大尺度背景中发生的。

1. *磁层大尺度对流运动*

关于太阳风运动如何引发磁层对流的物理过程尚无最后定论，但通常认为，“似粘性”和“磁场重联”是两种最可能的机制。

(1) 似粘性作用(viscouslike interaction)

我们来看图 10.26 所示的赤道面情况。当太阳风流过磁层顶的时候，也像普通粘性流体一样，通过摩擦作用把动量传输到磁层边界层内，驱动边界层的磁层流体一起运动。边界层的运动带动了整个磁层流体运动，形成两个大的对流涡，边界附近的磁层流体向太阳风下游方向运动，磁层中部的流体向着地球对流(图 10.26(a))。另一方面，地球自转会带动其周围流体共同旋转，由于这一共转效应，磁层对流图案如图 10.26(b)所示。在这里，分开地球共转区和磁层对流区的界面(虚线所示)叫做阿尔文层。

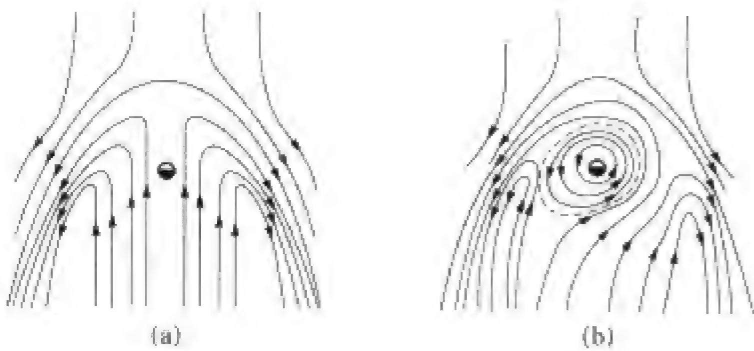


图 10.26 赤道面内太阳风与磁层顶的似粘性作用引起的磁层对流

(a) 不考虑地球自转；(b) 考虑地球自转。

普通流体中的粘性依赖于流体粒子之间的碰撞，但太阳风中粒子的平均自由程可达 10^7 km 量级(几千个地球半径)，碰撞可以忽略不计，粘性无法靠碰撞产生。所以我们要在更广泛的意义上来理解这里所说的粘性相互作用，它应该包括除磁场重联以外的所有其他过程，这些过程能够把动量输运过磁层顶。这样的过程主要有三类：① 动力学过程(如通过波-粒子相互作用粒子的异常扩散)，② 大尺度流体相互作用(如 K-H 不稳定性、磁鞘中行进型压力变化引起的磁层顶畸变)，③ 等离子体的脉冲式透入。

(2) 磁场重联(magnetic reconnection)

图 10.27 是正午-子夜剖面内太阳风与磁层相互作用的情况。当太阳风携带着行星际磁场逼近地球的时候，会有两种不同的情况发生：如果行

星际磁场向北，则它与磁层顶处的地磁场同向，行星际磁场不会与磁层磁场发生重联。此时的磁层为闭磁层，磁层磁力线的两端都与地球相遇(图10.27(a))。另一种情况是行星际磁场向南，在磁层顶向日面部分它与方向相反的地磁场相遇，在太阳风压力作用下，行星际磁场的磁力线与地磁场的磁力线相连接，形成 X 型中性点，这就是行星际磁场与磁层磁场的重联。这种情况下的磁层是开磁层，重联后的磁力线一端在地球，另一端在太阳(图 10.27(b))。重联发生后，太阳风将拖着重联磁力线从向日面向下游运动，依次演变为图(c)中标有 1,2,3,4,5 等的磁力线。与磁力线冻结在一起的磁层等离子体也发生相应的运动，从而形成了磁层中的大尺度对流。

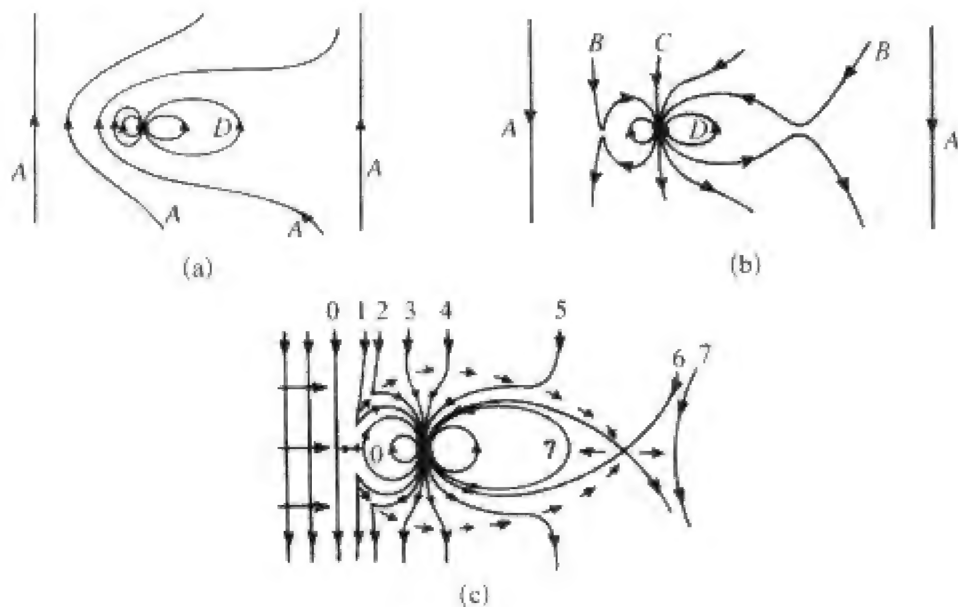


图 10.27　正午-子夜剖面内太阳风与磁层相互作用的情况

(a) IMF 北向的情况；(b) IMF 南向的情况；(c) 重联磁力线运动的情况。

重联磁力线通过极区的速度可由下式估计

$$\boldsymbol{v} = \boldsymbol{E} \times \frac{\boldsymbol{B}}{B^2} \tag{10.23}$$

式中 $\boldsymbol{E}$ 为极盖区晨昏电场。如果假设极盖区半径为 15°纬度(约 1.7×10^6 m)，磁层总电位差为 60 kV，则 $E \approx 20$ mV/m，而极区磁场 $B \approx 5.5 \times 10^{-5}$T，由此可得 $v \approx 400$ m/s。也就是说，重联后的磁力线从向日侧越过极盖区大约需要 2～3 个小时。

重联磁力线被带到磁尾后，又会通过类似的重联过程，形成磁尾中性点和闭合磁力线(图 10.27(c)中的磁力线 6)。这种重新形成的闭场线一部分向地球运动，并从晨昏两侧绕过地球，到达向日侧，以补充向日面重联所剥蚀的

磁力线，另一部分返回太阳风（磁力线 7）。

2. 磁层大尺度对流电场

在讨论磁层电场时有两个很重要的概念，一个概念是，相对于磁层静止的观测者可以观测（或感受）到运动太阳风的电场 $\boldsymbol{E} = -\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}$。另一个概念是，磁层磁力线可近似看做是等电位线，或者说沿磁力线的电导率为无穷大，这是因为带电粒子沿磁力线运动时洛仑兹力等于零，而磁层粒子碰撞频率又极低，可以忽略不计。在此情况下，磁层一处的电场可以沿着磁力线影射到很远的地方。

现在，我们来看图 10.28 所示太阳风流经地球磁层时磁层电场的分布。图 10.28 是从太阳向着地球看的，太阳风垂直流入纸面，用⊗表示。图（a）、（b）、（c）分别表示行星际磁场为东向、南向和西向的情况，在磁层坐标系中，相应的行星际电场分别为北向、东向和南向。可以看到，由于磁场重联，三种情况都在极盖区产生一个从早晨指向黄昏的电场，图中磁力线 S 分开了开放磁力线和闭合磁力线的区域。这一晨昏向电场不仅仅局限于极区，它会沿着磁力线影射到磁层其他地方，特别是磁尾，当影射到磁尾赤道面时，会形成一个晨昏向电场。

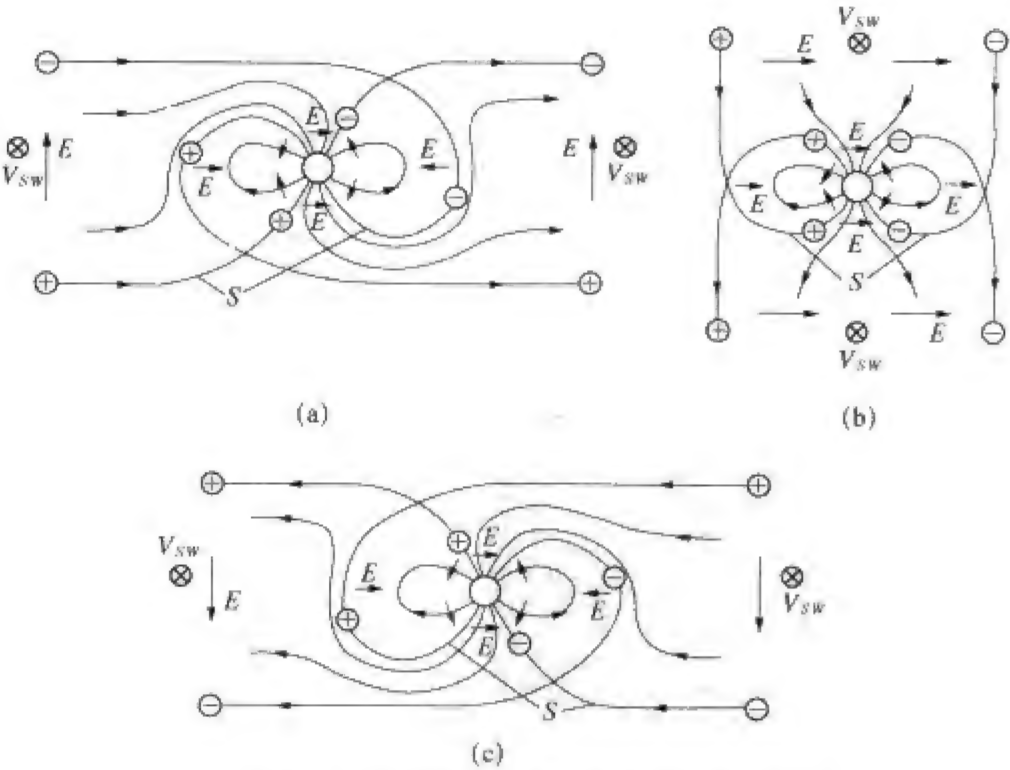


图 10.28 太阳风流经地球磁层时磁层电场的分布

（a）IMF 为东向，相应的行星际电场为北向的情况；（b）IMF 为南向，相应的行星际电场为东向的情况；（c）IMF 为西向，相应的行星际电场为南向的情况。

近似地说，磁层赤道面内有一个从早晨一侧指向黄昏一侧的均匀电场，这个与磁层大尺度对流相伴随的电场叫做对流电场（convection electric field），对流电场的电位可以表示为

$$\Phi_{\text{convec}} = -E_0 r \sin\lambda \tag{10.24}$$

式中 r 是地心距，λ 是周向角，向着太阳的方向 $\lambda=0$，向着黄昏方向 $\lambda=\pi/2$。在晨昏向对流电场和向北的地磁场的作用下，赤道面带电粒子向着太阳做 $\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{B}$ 漂移，漂移轨迹描绘出等电位线，如图 10.29(a)所示。

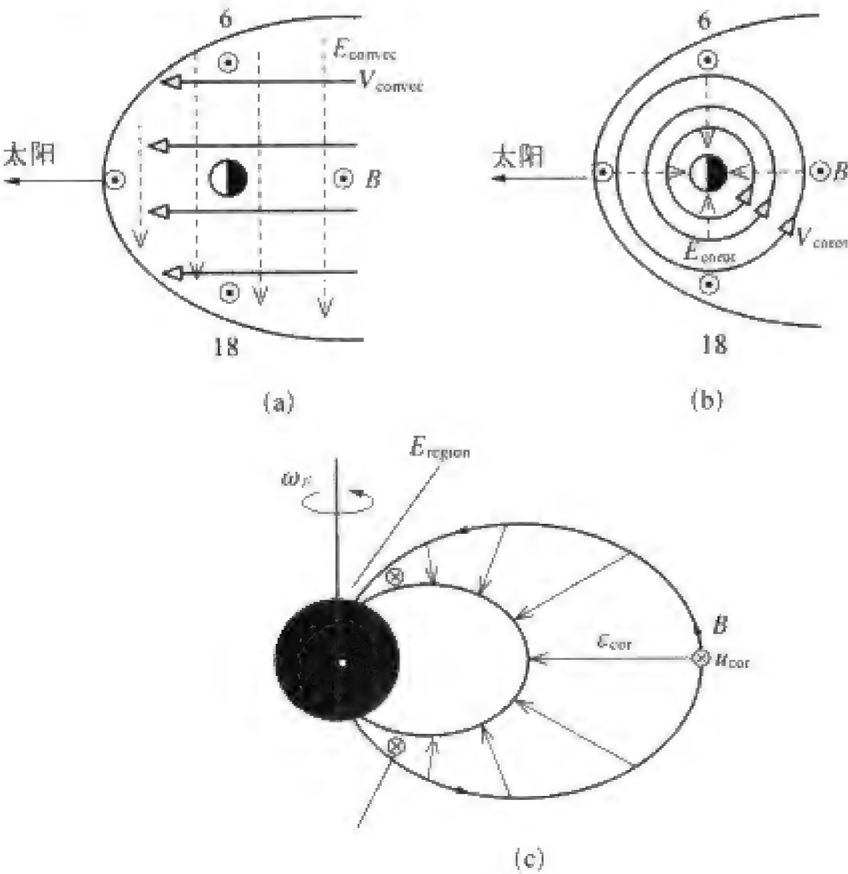


图 10.29 在磁层固定坐标系中观测到的电位和电场
(a) 对流电位和电场；(b) 共旋电位和电场；(c) 共旋电场产生的原理。

3. 共旋电场和等离子体层

磁层中除了对流电场外，还有一种重要的大尺度电场——共旋电场（corotational electric field）。当我们从地球坐标系转换到磁层坐标系的时候，必须考虑这种电场（图 10.29(b)）。

观测表明，整个等离子体层随着地球一起旋转，至少中低纬度是这样

的。这种共旋现象无法用等离子体与中性粒子碰撞来解释，因为这种摩擦力作用将会引起等离子体的径向漂移。磁场梯度和曲率漂移同样也不能产生所需要的漂移，而且等离子体层冷粒子的周向漂移很慢，漂移一周约需40年时间。唯一可能的解释是电场漂移，这个共旋电场产生于电离层发电机区，这里的中性大气很稠密，摩擦力很大，足以带着电离层与之一起运动。在地磁场中运动的电离层等离子体将产生发电机电场 $\boldsymbol{E} = -\boldsymbol{v}_{\mathrm{corot}} \times \boldsymbol{B}$，该电场沿磁力线传递到等离子体层，使之与地球共旋(图 10.29(c))。当然，相对地球静止的观测者看到的电场为零，而只有在磁层固定坐标系中才能观测到上述共旋电场。

用 Φ_{corot} 表示共旋电场的电位，$\hat{\boldsymbol{\lambda}}$ 表示东向单位矢量，ω_E 表示地球自转角速度($\omega_E = 7.27 \times 10^{-5}\,\mathrm{rad/s}$)。将地球旋转速度 $\boldsymbol{v} = \omega_E r \hat{\boldsymbol{\lambda}}$ 代入电磁漂移公式(10.23)可得

$$\frac{(-\nabla \Phi_{\mathrm{corot}}) \times \boldsymbol{B}}{B^2} = \omega_E r \hat{\boldsymbol{\lambda}} \tag{10.25}$$

式中，地磁场可以近似用共轴偶极子磁场表示

$$B = B_0 \left(\frac{a}{r}\right)^3 \tag{10.26}$$

B_0 是地面赤道处的磁场强度($B_0 \approx 3 \times 10^{-5}\,\mathrm{T}$)，$a$ 是地球半径($a \approx 6.4 \times 10^6\ \mathrm{m}$)。将式(10.24)代入式(10.25)，得到共旋电场

$$\boldsymbol{E}_{\mathrm{corot}} = -\frac{\mathrm{d}\Phi_{\mathrm{corot}}}{\mathrm{d}r}\hat{\boldsymbol{r}} = -\frac{\omega_E B_0 a^3}{r^2}\hat{\boldsymbol{r}} \approx -0.014\left(\frac{a}{r}\right)^2 \hat{\boldsymbol{r}} \tag{10.27}$$

由此可以得到共旋电位的表达式

$$\Phi_{\mathrm{corot}} = -\frac{\omega_E B_0 a^3}{r} \tag{10.28}$$

由式(10.27)和式(10.28)可以看出，赤道面内共旋电场的等电位线是一系列以地心为圆心的同心圆，共旋电场方向指向地心，离地球越远，电场越小(图 10.29(b))。例如，在电离层高度上($r \approx a$)，共旋电场大约为10 mV/m的量级，而在等离子层顶附近($r \approx 6a$)，共旋电场只有 0.4 mV/m。

粒子电场漂移速度可表示成 $\boldsymbol{v}_D = \boldsymbol{E} \times \boldsymbol{B}/B^2$ 的形式，而由式(7.42)可以看出，磁场梯度漂移也可以写成类似的形式 $\boldsymbol{v}_{\nabla B} = (-\mu \nabla B/q) \times \boldsymbol{B}/B^2$，只需将$(-\mu \nabla B/q)$ 看成是电场即可。如果我们把对流电场和共旋电场引

起的漂移与磁场梯度漂移结合在一起，可以写出粒子的总漂移速度

$$v_D = \frac{(-\nabla \Phi) \times \boldsymbol{B}}{B^2} \tag{10.29}$$

其中 Φ 表示总的有效电位

$$\Phi = -E_0 r\sin\lambda - \frac{\omega_E B_0 a^3}{r} + \frac{\mu B_0 a^3}{qr^3} \tag{10.30}$$

式中第三项表示在共轴偶极磁场近似（式(10.26)）下磁场梯度漂移的"等效电位"。从物理上讲，磁场梯度漂移不是电场漂移，但是它的漂移速度表达式与电场漂移类似，所以在计算粒子总漂移时，常常把磁场梯度漂移当作电场漂移，一起计算电位和电场。

在电场中，带电粒子将沿着等电位线（即等 Φ 线）漂移。图 10.30 是冷粒子（$\mu=0$）漂移的轨迹。在地球附近，共旋电场占优势，粒子绕着地球作东向漂移。在远离地球的地方，对流电场占优势，粒子作向日漂移。在中间区域，两种电场大小可以比拟，粒子漂移轨迹比较复杂。在地球的早晨一边，两个电场同向，都使粒子向东（向太阳）漂移。但是，在地球黄昏一边，两个电场反向，它们分别使粒子向相反方向漂移，在对流和共旋作用刚好平衡的地方，粒子的漂移速度为零。通过这一点的等位线把磁层分成内外两个区域，内区粒子的漂移轨迹是绕地球的闭合曲线，外区粒子的漂移轨迹从磁尾直到向日面磁层顶。在冷等离子体的情况下，粒子不能越过分界面，因此，从磁尾来的冷粒子不能进入内区，故称内区为"禁区"，这个禁区就是等离子体层，内外区分界面叫做等离子体层顶。

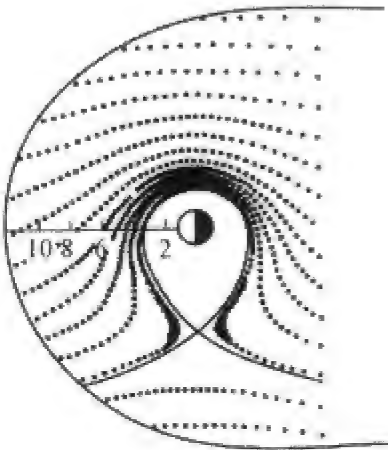


图 10.30　磁层赤道面内冷粒子（$\mu=0$）的漂移轨迹

假定对流电场为 0.3 mV/m，轨迹上相邻点的距离是 10 分钟内粒子的漂移距离。

漂移速度为零的点可以由有效电场等于零的条件求得

$$\frac{\partial \Phi}{\partial r} = \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} = 0 \tag{10.31}$$

将(10.30)式代入上式，可得等离子体层顶的地心距

$$r^2 = \frac{\omega_E B_0 a^3}{E_0} \tag{10.32}$$

等离子体层的密度很大(约 $10^9/\mathrm{m}^3$),但温度很低(约 1 eV),它是由来自电离层的冷等离子体组成的。等离子体层顶之外,密度陡降 2~3 个数量级。由式(10.32)可知,对流电场 E_0 越大,等离子体层越小。而对流电场的大小取决于磁层活动程度,所以等离子体层的大小随磁层活动强弱而变化。当磁层处于平静状态时,磁层对流和对流电场较弱,等离子体层扩展到 6~7 个地球半径。在磁层活动剧烈的时候,磁层对流和对流电场加强,等离子体层将会收缩,等离子体层的大小随磁层活动性而变化的特征已被观测所证实(图 10.31(a)),甚至观测到等离子体层顶收缩到 $L=2$ 的情况,此时,等离子体层顶仅在地面以上 6 000 多公里的地方。

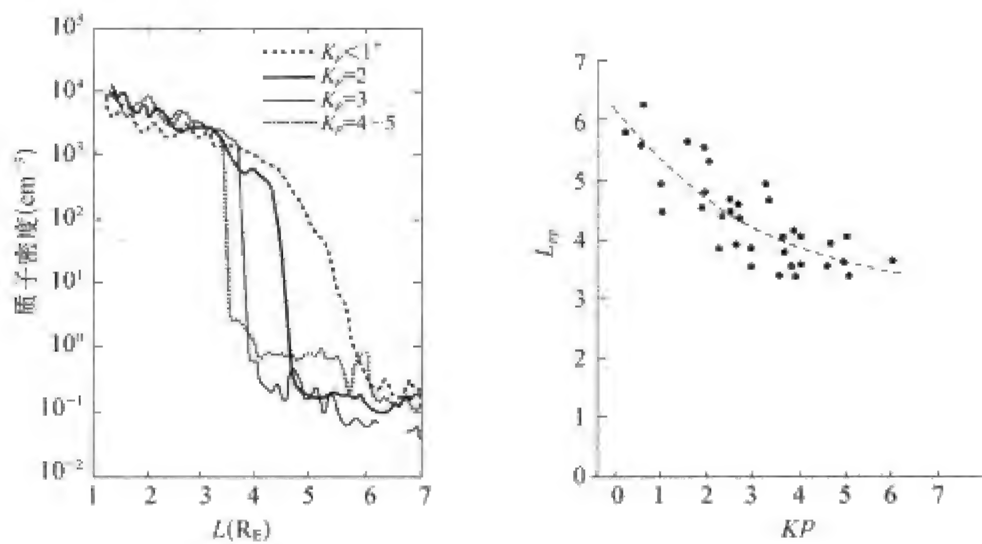


图 10.31 等离子体层顶位置的变化

(a) 夜间等离子体层顶位置(密度陡降处)随磁层活动性变化的观测结果;(b) 等离子体层顶位置随当时 *Kp* 指数增大而呈非线性减小趋势(卫星观测结果)。

根据哨声观测,子夜后等离子体层顶的地心距 r_{pp}(以地球半径 R_E 为单位)与前 12 小时内最大 Kp 指数有如下的线性关系

$$r_{pp} = 5.7 - 0.47Kp \tag{10.33}$$

图 10.31(b)是等离子体层顶位置的卫星观测结果,它表明,等离子体层顶位置随当时 Kp 指数增大而呈非线性减小趋势。

如果磁层对流突然增强,等离子体层顶迅速内移,等离子体层原来靠近层顶的粒子会被层顶外的对流剥离带走(图 10.32)。

现在我们考虑能量高的热粒子(大多数磁尾等离子体片的粒子是如此),

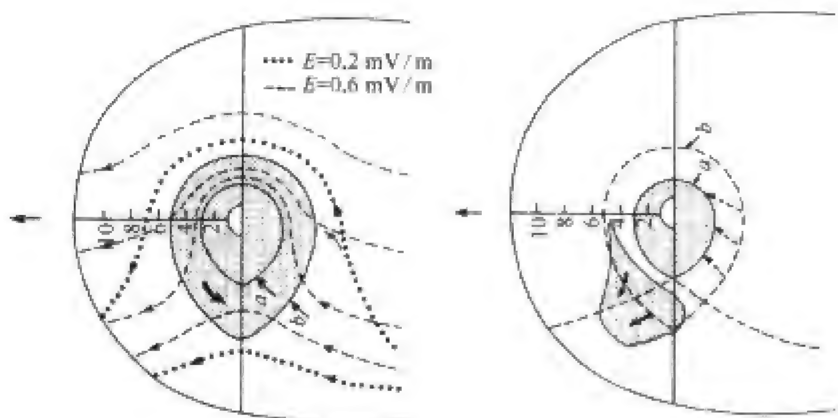


图 10.32 等离子体层顶的内移

磁层对流突然增强时，等离子体层靠近层顶的粒子被层顶外的对流剥离带走，从而迫使等离子体层顶内移。

此时式(10.30)中梯度漂移项(第三项)因 μ 的增加而增大。在地球附近，梯度漂移项按 $1/r^3$ 而变化，远大于共旋项(第二项)，因而梯度漂移占优势，它使正粒子西漂，负粒子东漂，形成环绕地球的封闭的内漂移区。从远磁尾来的粒子沿内区边界之外流动而不能进入内区，如图 10.33(a)、(b)所示。由图可以看出，正负粒子形成的内外区分界面是不同的：在晨侧，负粒子界面更靠近地球，在昏侧，正粒子界面更靠近地球。将两个界面重叠画在一起(图 10.33(c))，可以看到，昏侧有多余的正粒子，晨侧有多余的负粒子，它们产生的电场从昏侧指向晨侧，与对流电场方向相反。这个相反的电场起到了一种"屏蔽"作用，使对流电场进入不了内磁层，至少大为减弱。

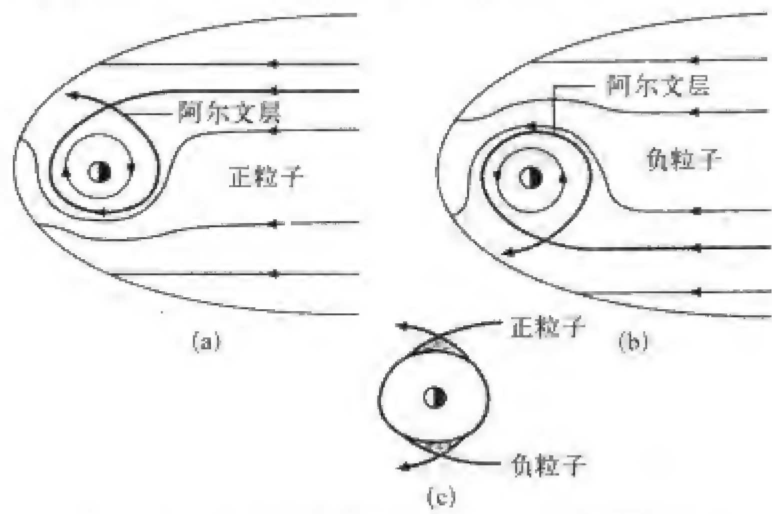


图 10.33 在磁层晨昏电场作用下，赤道面热粒子的漂移轨迹

(a) 正粒子；(b) 负粒子；(c) 正负粒子形成的内外区分界面不重合，在晨侧，负粒子界面更靠近地球，在昏侧，正粒子界面更靠近地球。

三、太阳风能量向磁层的传输

1．太阳风能量的输入

前面我们讲到，太阳风的能量、动量和物质可能通过似粘性和磁场重联等过程向磁层输运(Dungey，1961；Axford and Hines，1961)，其中重联和相应的开磁层模型得到大量观测事实的支持。这样的事实主要有两类，第一类是行星际磁场由北向转为南向时往往发生磁层扰动(如亚暴)，这与重联发生的条件以及重联时的磁场位形一致；第二类是在极盖区磁场线上观测到了具有特定能谱分布的太阳电子，这个事实支持地磁场与太阳磁场连通的假设。于是，稳态重联、瞬时重联、多重 X 重联等不同的重联模型相继问世，大量的数值模拟结果用来解释观测事实，预言磁层中的各种相关过程。

图 10.34 是磁场重联的原理示意图。假设有两股磁流体分别从上下两边，以速度 U_i 相向运动，流体中有方向相反的磁场 B_i。在两股磁流体相遇的地方，形成 X 型中性点，原来分属上下两个流入区的、方向相反的磁力线在这里连接起来，形成磁场 B_o 并随流出的磁流体一道向左右两边运动。中性点周围是扩散区，其中有垂直向外的电场和电流。由于粒子可以沿磁力线自由运动，所以，这种磁场连接过程把原来两个不同区域通过磁力线沟通起来。

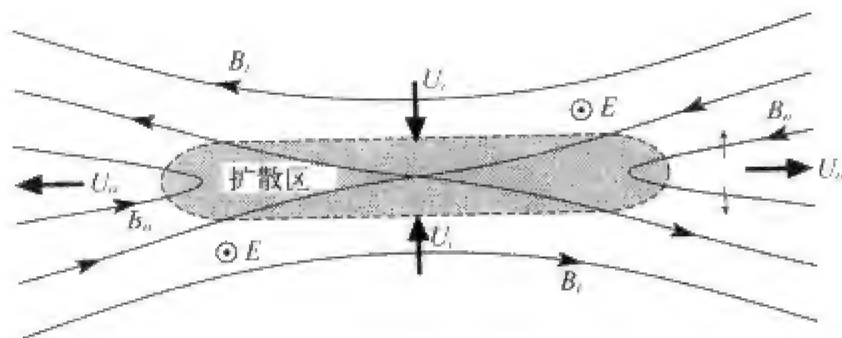


图 10.34　磁场重联原理示意图

发生在磁层顶的重联把太阳磁力线与地球磁力线连通起来，太阳风粒子通过重联磁力线进入磁层，磁层粒子也进入太阳风。太阳风中的各种变化通过重联磁力线输入到磁层中来，引起磁层扰动。

图 10.35 是这种耦合发生在磁层顶时的示意图。重联发生在低纬边界层(LLBL)的 X 点(由磁鞘磁力线 $S1$ 和磁层磁力线 $S2$ 的交点表示)，大箭头表示重联后等离子体的流向：磁鞘等离子体一部分通过磁层边界层进入

磁层，一部分反射回磁鞘；同样，磁层等离子体一部分进入磁鞘，一部分反射回磁层。所以低纬边界层的粒子是磁鞘粒子和磁层粒子的混合体，来自磁层的粒子中包括较热的环电流粒子和较冷的电离层粒子，不同来源的粒子在速度分布图中可以分辨出来。

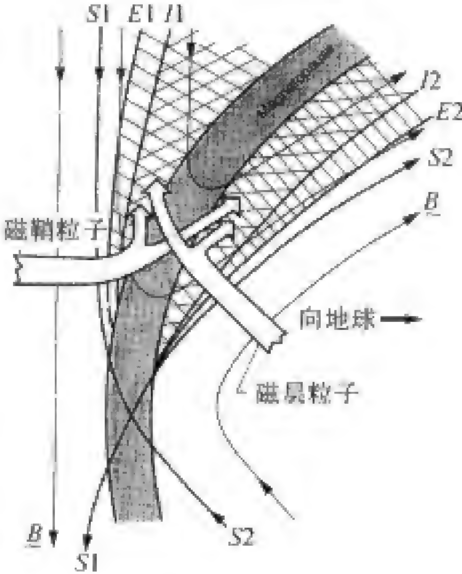


图 10.35　磁层顶重联的几何图像
重联后的加速流动区如阴影区所示，电子的加速流动区（$E1$ 和 $E2$ 二线之间）大于离子加速流动区（$I1$ 和 $I2$ 二线之间）。

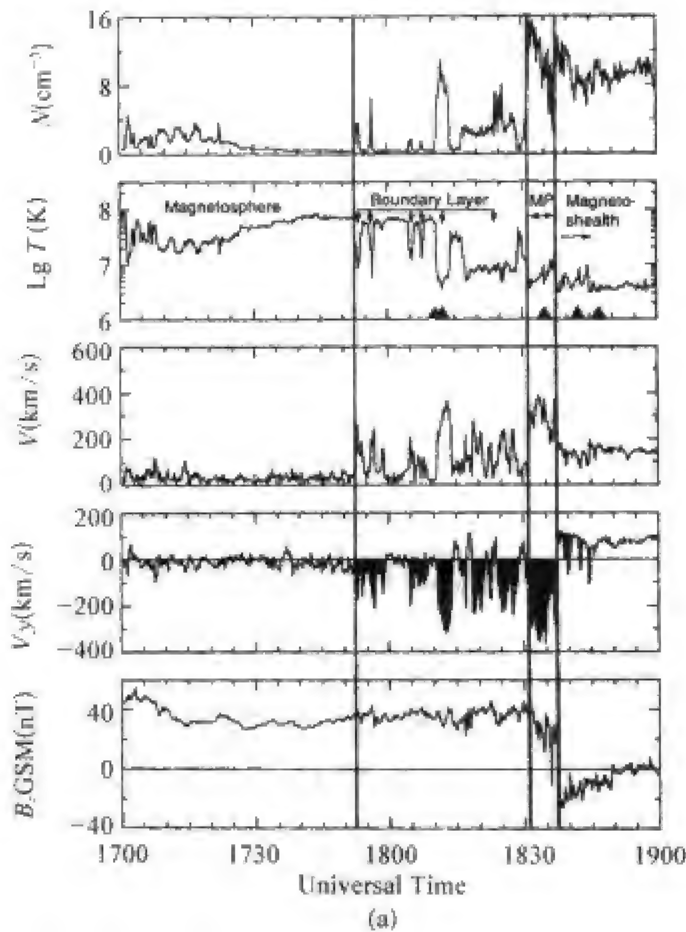
磁场重联点（或磁零点，magnetic null）的直接观测很困难，因为重联过程本质上是三维过程，要确定重联点，必须有多颗卫星同时位于扩散区才有可能。最近肖池阶等用欧空局 Cluster 四颗卫星同时处于扩散区的观测找到了磁零点（Xiao et al.，2006，2007）。但是，重联过程的理论研究预言了一系列相关现象，为重联的观测确认提供了依据。这些现象涉及重联区的磁场拓扑结构、等离子体运动、等离子体波、电流和电场等等。下面我们通过实例说明重联引起粒子加速和重联产生磁场变化两个特征。

（1）重联引起的粒子加速　行星际磁场和地磁场在磁层顶的重联会使进入低纬边界层的等离子体加速，形成“加速流动事件”（accelerated flow event），这是确认重联的一个重要证据。研究指出，电子的加速比离子大得多，因为电子的平行速度远大于离子，而横向速度却是同样的 $\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{B}$ 漂移。在图 10.35 中，电子加速区的内外边缘由 $E1$ 和 $E2$ 两条线标出，离子加速区边缘由 $I1$ 和 $I2$ 标出。

我们用一次卫星穿越磁层-磁层顶-磁鞘的典型事件来说明粒子加速。图 10.36(a)是 1978 年 8 月 12 日 ISEE2 卫星在下午 1 时，北纬 25°处由内向外穿越磁层顶时的观测记录，图中用粗竖线标出磁层、低纬边界层（LLBL）、磁层顶（MP）和磁鞘（MS）的位置，从上到下的 5 条曲线分别表示离子数密度 N、离子温度 T、等离子体总体流速 V、优势速度分量 GSEV_y 以及磁场分量 GSEB_z。这次有代表性的“经典穿越”经历了约 50 分钟，B_z 的突降（从约 40 nT 降到约 −20 nT）标志着卫星穿过磁层顶，由磁层到达磁鞘，虽然磁鞘中的磁场主要在 Y 方向，但南向分量 B_z 有利于重联发生。图中 N 、T 和 V 曲线清楚地显示出，磁层内的等离子体具有环电流的典型特

征：密度小(约 1/cm^3)，流速低(约 0 km/s)，温度高(约 5×10^7K～5 keV)；磁鞘太阳风的特点与磁层明显不同：它的离子密度大(约 10/cm^3)，流速高(约 150 km/s)，而温度低(约 3×10^6K)。从 1753UT 开始，ISEE 2 进入 LLBL，这里的离子密度和温度介于磁层和磁鞘之间。更有意义的是，在这里观测到很大的向北和向早晨方向的流动(V_y 曲线阴影表示)，流速约为磁鞘流速的 2 倍，这种高流速在磁层顶电流片中也观测到了。这些流动特点与重联预言的特征完全吻合(图 10.36(b))。由这种重联图案我们还可以推知，当 $B_y>0$ 时(IMF 背日极性，图 10.36(b)的左图)，重联通量管由午后被拉向北极盖的早晨一边，从而加强了晨侧对流，同样，南极盖的昏侧对流得到加强。当 $B_y<0$ 时(IMF 向日极性，图 10.36(b)的右图)，情况刚好相反。这就是南北反对称的"IMF 扇形效应"(Svalgaard-Mansurov 效应，参看本章第六节)。

图 10.36(c)是 ISEE2 穿过磁层、LLBL 和磁层顶时的二维速度分布函数，太阳在左方，黄昏方向向下，箭头表示磁场投影到黄道面的方向。等值线表示速度相空间密度(对数标度，单位 s^3/cm^6)。



(a)

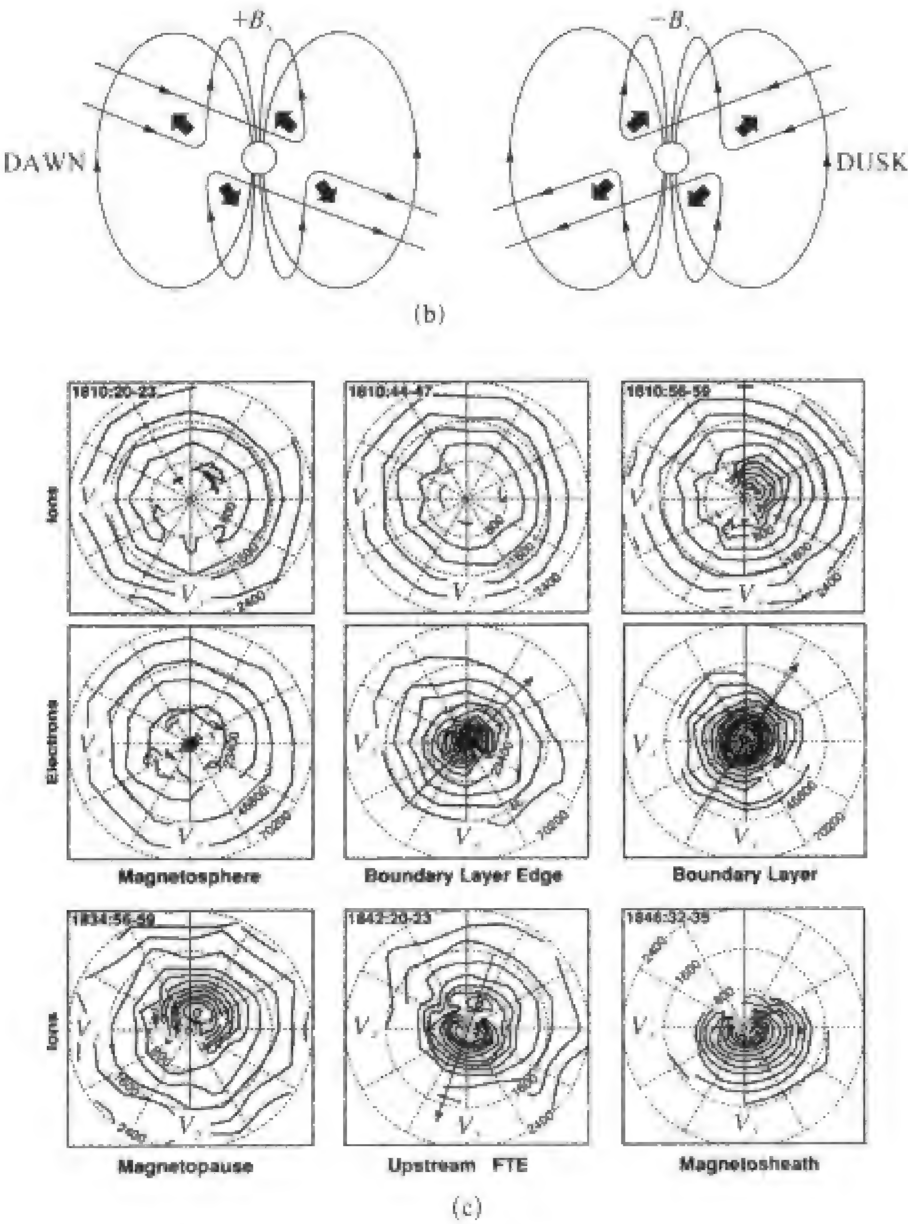


图 10.36 ISSE2 卫星穿越磁层顶的观测结果(1978 年 8 月 12 日)

(a) ISSE2 卫星由内向外穿越磁层顶时离子密度、温度和磁场的变化,粗竖线标出磁层、低纬边界层 LLBL、磁层顶和磁鞘的位置;(b) 磁场重联示意图,粗箭头表示重联磁力线运动方向;(c) ISEE2穿过磁层、LLBL 和磁层顶时的二维速度分布函数,太阳在左方,黄昏方向向下,箭头表示磁场投影到黄道面的方向。等值线表示速度相空间密度(对数标度,单位 s^3/cm^6)。

我们先来看离子速度分布的特点。上行左图是磁层中的速度分布,等值线是中心在原点的圆,即没有明显流动速度的对称分布,分布宽度约 1 000 km/s,相应于几 keV 的温度。在磁鞘中(下行右图),离子等值线

大致为椭圆形，表明温度呈各向异性；等值线中心向下（昏侧方向）和向右（背日方向）移动了 100～200 km/s，描绘出磁鞘等离子体绕过磁层顶流动的图像。此外，等值线比较集中在中心附近，说明特征速度较小，温度较低，约为几百 eV。

现在我们来看电子。在磁层中（中行左图），电子速度分布等值线与离子一样，也是中心在原点的圆，表明磁层环电流热电子既无明显的总体流动，也无各向异性。在原点附近有稠密的等值线，表明这里还有大量的冷电子存在，它们是太阳光照射飞行器产生的光电子和电离层来的冷电子的混合物。在相隔 24 秒之后，离子速度（上行中图）还看不出任何变化，而电子速度（中行中图）却迥然不同，表明 ISEE2 已由磁层本体的闭合场线区依次通过重联开放场线 $S2$ 和电子内缘场线 $E2$，但是还未到达离子内缘 $I2$。一些投射角小的磁场捕获电子穿过磁层顶逃逸，留下投射角接近 90°的电子，于是，热电子的圆形等值线变成了短轴沿磁场方向的椭圆（图中外围的等值线）。另一方面，磁鞘中场向速度为每秒几千公里的电子沿磁力线到达了飞行器，另一部分电子沿磁力线运动到足部后被镜点反射，沿相反方向也到达了飞行器，而投射角接近 90°的电子沿磁场方向运动缓慢，才刚刚到达飞行器，所以磁鞘冷电子的等值线沿磁场方向伸长（图中原点附近的等值线）。又过 12 秒钟后，电子速度（中行右图）完全变样：外围等值线几乎消失，表明大多数磁层热电子沿开放场线逃逸；而冷电子的等值线由椭圆变成圆形，说明大投射角电子也到达了飞行器。而此时，离子速度图才刚刚开始改变（上行右图），表明 ISEE2 刚到达离子内缘 $I2$ 线。在离子速度图右上部出现了一簇密集的等值线，它们是沿磁层顶方向流来的磁鞘冷离子，由于镜点反射离子还没有来得及到达飞行器，所以等值线显示出每秒几百公里的总体平行速度。

在磁层顶电流片中（下行左图），磁鞘冷离子和磁层热离子共存，分别由外围圆形等值线和中心附近密集的偏移等值线给出。

下行中图表明，在通量传输事件（参见下一段）的上游，有 3 种等离子体共存：通常的磁鞘冷离子（向 $+y$ 方向流动）、沿 $-y$ 方向流动的磁层热离子，以及沿 $-y$ 方向流动的温离子。这些温离子是磁鞘离子进入磁层顶电流片被激加速后返回的离子。

(2) 重联产生的"通量传输事件"（Flux Transfer Events，简称 FTEs）

这是磁层顶重联的一个典型证据。Russall 和 Elphic（1978）在分析 ISEE 卫星穿越磁层顶的磁场资料时发现，磁层顶法线方向的磁场分量表现出一种先正后负（北半球）或先负后正（南半球）的双极变化。后来又多次观测到此

类变化。图 10.37(a)是 1980 年 10 月 21 日 ISEE2 卫星由内向外穿越磁层顶时记到的磁场变化,磁场分解采用"边界法线坐标系"LMN：N 是磁层顶外法线方向,L 和 M 切于磁层顶,L 沿着地磁偶极轴在磁层顶上的投影方向,向北为正,M 指向早晨。

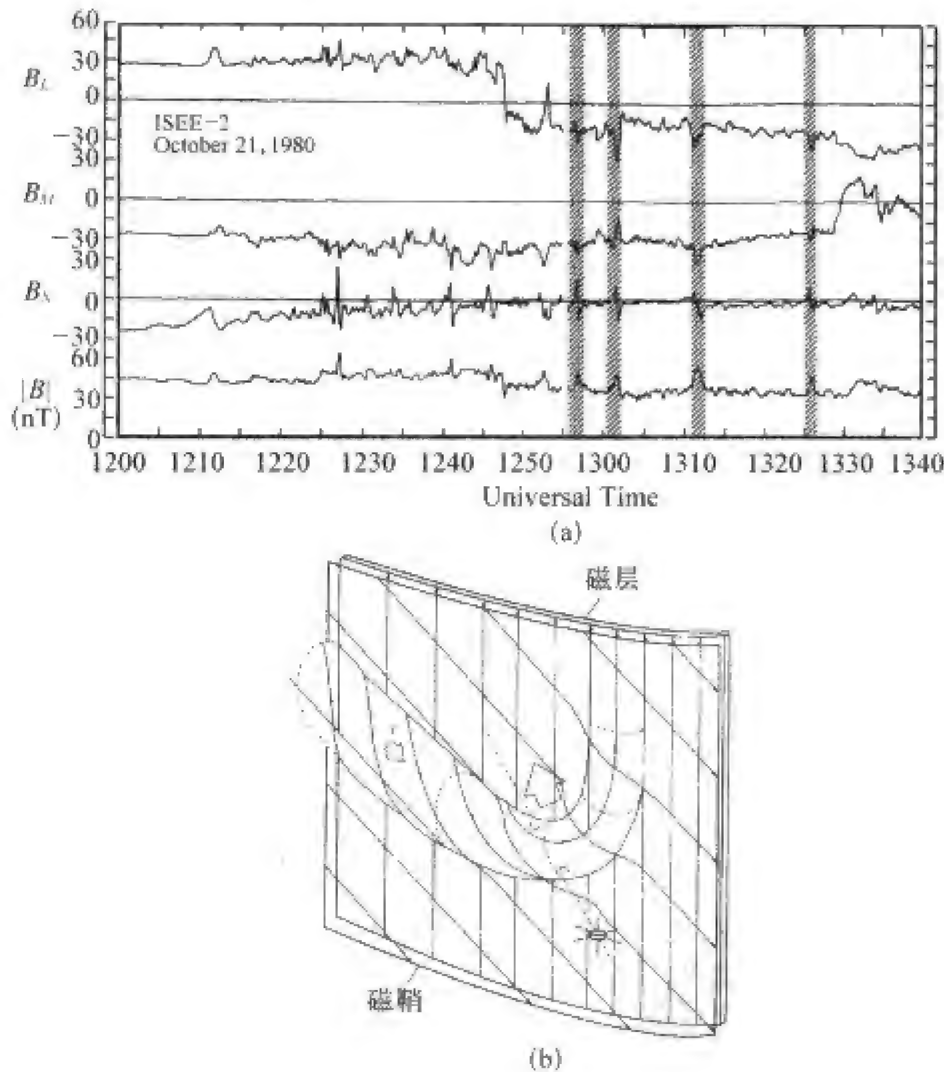


图 10.37　通量传输事件

(a) ISSE-2 卫星由内向外穿越磁层顶时记到的 FTEs 事件(用竖直虚线标出);(b) 解释"通量传输事件"(FTEs)的示意图(只画出北半球)。磁层顶的法线向外指向磁鞘区,磁鞘区的磁场 B_1 倾斜向下,磁层内磁场 B_2 垂直向上,二者在磁层顶某处发生重联。重联后的磁通量管仅在两个圆形区穿过磁层顶,而磁层顶的其余部分是闭合的。

卫星于 1247UT 穿过磁层顶,B_L 从约 30 nT 突降到约 - 15 nT。在磁鞘中,观测到 4 次 FTE 事件,如阴影竖线所示。在磁层顶之内,至少还有 3 次 FTE 事件。图 10.37(b)给出了解释 FTE 的重联磁通管示意图。磁层顶电

流的磁场使重联磁通管的磁力线变成螺旋形。重联磁通管在磁张力和太阳流动带动下，由 X 重联点分别向南北高纬运动，其速度远远大于卫星速度（ISEE 卫星穿过磁层顶的速度仅为 2 km/s）。所以，在北半球，当重联磁通管由南向北"扫过"正在穿越磁层顶的卫星时，卫星观测到先正后负的磁场 B_N 双极变化，而在南半球，重联磁通管由北向南"扫过"卫星，所以观测到先负后正的变化。

上面仅讨论了重联引起的粒子和磁场变化特征。事实上这些变化以及电场、电流、等离子体波往往是同时相伴发生的，反映了重联过程的不同侧面。

为了定量地认识太阳风与磁层-电离层系统能量耦合的关系，首先要确定用什么物理量来表征能量的输入和消耗，其次要求这些物理量是可观测的（地面或卫星），并且有连续而稳定的长数据序列。

毋庸置疑，太阳风输入磁层的能量必须用太阳风参数来描述，卫星观测到的太阳风参数有速度、密度、温度、成分、磁场等，由这些参数可以求出太阳风动能流和电磁能流，或者组合成与能量有关的各种物理量，如压力、电场、坡印廷矢量、粘滞力等，或者更简单地直接用某一参数来表征太阳风的能量效应。人们尝试了几乎所有可能的参数和参数组合，用磁暴、亚暴时期和一般活动水平期间的资料检验它们与地磁活动性的关系，然而并没有一个令人满意的一致结论。表 10.5 列出其中一部分工作和结果，由此足以看出能量耦合的复杂性和结果的多样性。

表 10.5 太阳风参数（或其组合）与地磁活动指数（或其组合）的统计相关性

作者	地磁指数	时间分辨率	与太阳风参数的关系
Snyder et al. (1963)	$\sum Kp$	24 h	$\sum Kp = (V - 330)/8.44$
Olbert(1986)	$\sum Kp$	24 h	$\sum Kp = (V - 262)/6.3$
Ballif et al. (1969)	Kp	3 h	$Kp = 9\left[1 - \exp\left(\frac{-\sigma B_T N^{-0.35}}{7.7}\right)\right]$
Arnoldy(1971)	AE	1 h	$AE = -0.26(\sum B_s\tau)_0 - 0.91(\sum B_s\tau)_1 = -0.33(\sum B_s\tau)_2 + 0.12P_0$

续表

作　者	地磁指数	时间分辨率	与太阳风参数的关系
Bobrov(1973)	Kp	3 h	$Kp = f(V, B_z, \Delta B_z)$
Garrette et al. (1974)	ap AE	1 h	$ap, AE \propto C_1 + C_2 V \langle B_s \rangle + C_3 V\sigma AE$
Myrayama and Hakamada(1975)	AE	1 h	$AE = CB_s V^2$
Burton et al. (1975)	Dst	2.5 min	$\frac{\mathrm{d}Dst0}{\mathrm{d}t} = F(E) - aDst0$
Crooker et al. (1977)	Ap		$Ap = 3.5 \times 10^{-5} \bar{B}_z \bar{V}^2 - 1.9$
Svalgaad (1977)	am	3 h	$am = 6.6q(f, \alpha)\left(\frac{BV_0}{21}\right)\left(\frac{nV_0^2}{105}\right)^{1/3} \times \frac{1.157}{(1+3\cos^2\psi)^{2/3}}$
Maezawa (1979)	AL, AU, am	1 h	$AL \propto B^{0.85} V^{2.08} (\sin\theta)^{0.54}$ $AU \propto B^{0.67} V^{1.15} (\sin\theta)^{0.34}$ $am \propto B^{1.03} V^{2.34} (\sin\theta)^{0.37} n^{0.2}$
Holzer and Slavin (1979)	AL	1 h	Rate of erosion $\frac{\mathrm{d}\phi_e}{\mathrm{d}t} = 0.2(1.9 \times 10^{10}\,\mathrm{cm}) B_z V_{sw} (\mathrm{km/s})$ Rate of return $\frac{\mathrm{d}\phi_r}{\mathrm{d}t} = 1.8 \times 10^{10} AL(\mathrm{nT})$
Murayama (1979)	AL	1 h	$AL = 50(B_s + 0.5) V^2 F(X, B_y) n^{0.13}$

在太阳风能量输入的各种函数关系中，最常用的是 Akasofu 能量耦合函数——ϵ 函数(Perreault and Akasofu，1978；Akasofu，1981，徐文耀和师恩琦，1986；陆文松和徐文耀，1996)。

在 Perreault 和 Akasofu 研究能量耦合函数时，既不知道太阳风输入磁层能流的性质，又不知道磁层中能量转换的机制，他们只好采用经验方法来确定输入能流的函数形式。幸运的是只有两种能量输入形式可供选择：一种是表征动能流的 ρV^3，一种是表征电磁能流的 VB^2。按照我们在本章第一节所作的能量估计，似乎应该选择前一种函数形式。但是，Akasofu and

Chapman (1963)和 Arnoldy (1971)的研究表明，ρV^3 与地磁活动没有明显的关系。而且，当时已经发现，IMF - Bz 分量对亚暴的发生非常重要。于是，他们选择了后者，把太阳风的能量输入写成

$$\epsilon = VB^2 l_0^2 F(\theta) \tag{10.34}$$

式中 V 和 B 分别是太阳风速度和磁场，VB^2 是描述电磁能流的坡印廷矢量。l_0 是特征长度，要由输入-输出能流的平衡关系来确定，l_0^2 可以理解为太阳风能量输入磁层的"有效面积"。θ 是行星际磁场矢量投影到 YZ 平面上的极角(从所用坐标系的 z 轴算起)，即

$$\begin{aligned} \theta &= \tan^{-1}\left(\frac{|B_y|}{|B_z|}\right) \ (B_z > 0) \\ \theta &= \pi - \tan^{-1}\left(\frac{|B_y|}{|B_z|}\right) \ (B_z < 0) \end{aligned} \tag{10.35}$$

选择 $F(\theta)$的函数形式至关重要，首先它应该反映 IMF 南向分量对磁暴和亚暴发生的重要作用，同时也要反映 B_z 北向时也有极光和亚暴活动的观测事实，最后他们选择了如下的函数形式

$$F(\theta) = \sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right), \tag{10.36}$$

当极角 θ 从 0(北向)变化到 π(南向)时，$F(\theta)$从 0 单调而连续地增大到 1。$\theta=\pi/2$ 对应着行星际磁场无南北分量的情况；当 $\theta=0$ 时，行星际磁场向北，此时太阳风能量输入效率为零；当 $\theta=\pi$ 时，行星际磁场向南，此时太阳风能量输入效率最高，体现了行星际磁场南向分量在太阳风-磁层能量耦合过程中重要的"开关"作用。

最后，由能量输入等于能量消耗的平衡关系来确定特征长度 l_0，大量事例的统计分析表明，$l_0 \approx 7R_E$ 是一个合理的选择。

2. 太阳风能量的消耗

磁层-电离层系统能量消耗过程和机制极其复杂，很难用单一参数来表示。大致说来，消耗在内磁层中的能量主要有 3 种形式：一部分能量变为环电流粒子的能量 E_R，一部分变为极光沉降粒子的能量 E_A，还有一部分变为电离层焦耳热能 E_J。这三部分能量可以用地面台站连续地检测。此外还有一部分能量 E_{out} 被伴随磁岛的尾向流带向远磁尾，这部分能量没有消耗在磁层中，而是最终返回下游太阳风，目前，我们还缺少连续监测这部分能量的有效手段，而只能在考虑能量平衡，确定"特征长度"l_0 时综合考虑。

于是，磁层的总能量消耗可以写成

$$E = E_R + E_A + E_J + E_{out} \tag{10.37}$$

一个虽不精确但简单实用的方法是用地磁活动指数来近似表达特定类型或特定区域的能量消耗，如描述环电流强度的 Dst 指数，描述与粒子沉降、场向电流和极光活动有关的极光电集流指数 AE、AU、AL、$A0$，描述地磁场整体活动性的 Kp 和 Ap 指数，等等。当然我们也可以用卫星或地面雷达观测到的电场、电流、波动、极光等资料来描述能量消耗，但是一般说来，这样的资料难以满足“连续稳定长序列”的要求。

磁层-电离层系统的能量消耗有如下公式

$$E_R = 4 \times 10^{13}\left(\frac{\partial Dst'}{\partial t} + \frac{Dst'}{\tau_R}\right)(\mathrm{J/s}) \tag{10.38}$$

$$E_A = 1 \times 10^8 AE(\mathrm{J/s}) \tag{10.39}$$

$$E_J = 1 \times 10^8 AE(\mathrm{J/s}) \tag{10.40}$$

式中 Dst' 是经过太阳风动压改正后的环电流指数，AE 是极光电集流指数，它们的单位都是 nT。(10.38)式中的 τ_R 是环电流衰减的时间常数，在磁暴期间 τ_R 变化很大：当环电流增长时，τ_R 可以短到 1 小时以下，而在环电流缓慢减小的恢复相，τ_R 可以长到 20～25 小时。数值检验表明，对整个磁暴过程取同样的 τ_R，结果并不理想。为了方便计算，通常取

$$\tau_R = \begin{cases} 20\ \mathrm{h} & (\varepsilon < 5 \times 10^{11}\mathrm{J/s}) \\ 1\ \mathrm{h} & (\varepsilon > 5 \times 10^{11}\mathrm{J/s}) \end{cases} \tag{10.41}$$

显然，τ_R 的这种非渐变的粗略取值不尽合理。但是也无可奈何。在考虑能量平衡关系时，还必须考虑磁层对太阳风能量输入的时间滞后 τ。前面我们已经说过，向日面行星际磁场与地磁场重联后的磁力线从向日侧越过极盖区到达磁尾大约需要 2～3 h。但资料分析显示，通常情况下，$\tau \approx 0.5 \sim 1$ h。

图 10.38 给出耦合函数的几个计算实例，从(a)和(b)图可以看出，在内磁层三部分能量消耗中，环电流能量 E_R 是主要的。从(c)和(d)图可以看出，太阳风的动能流虽然远大于电磁能流，但它与磁暴和亚暴的关系并不明显。

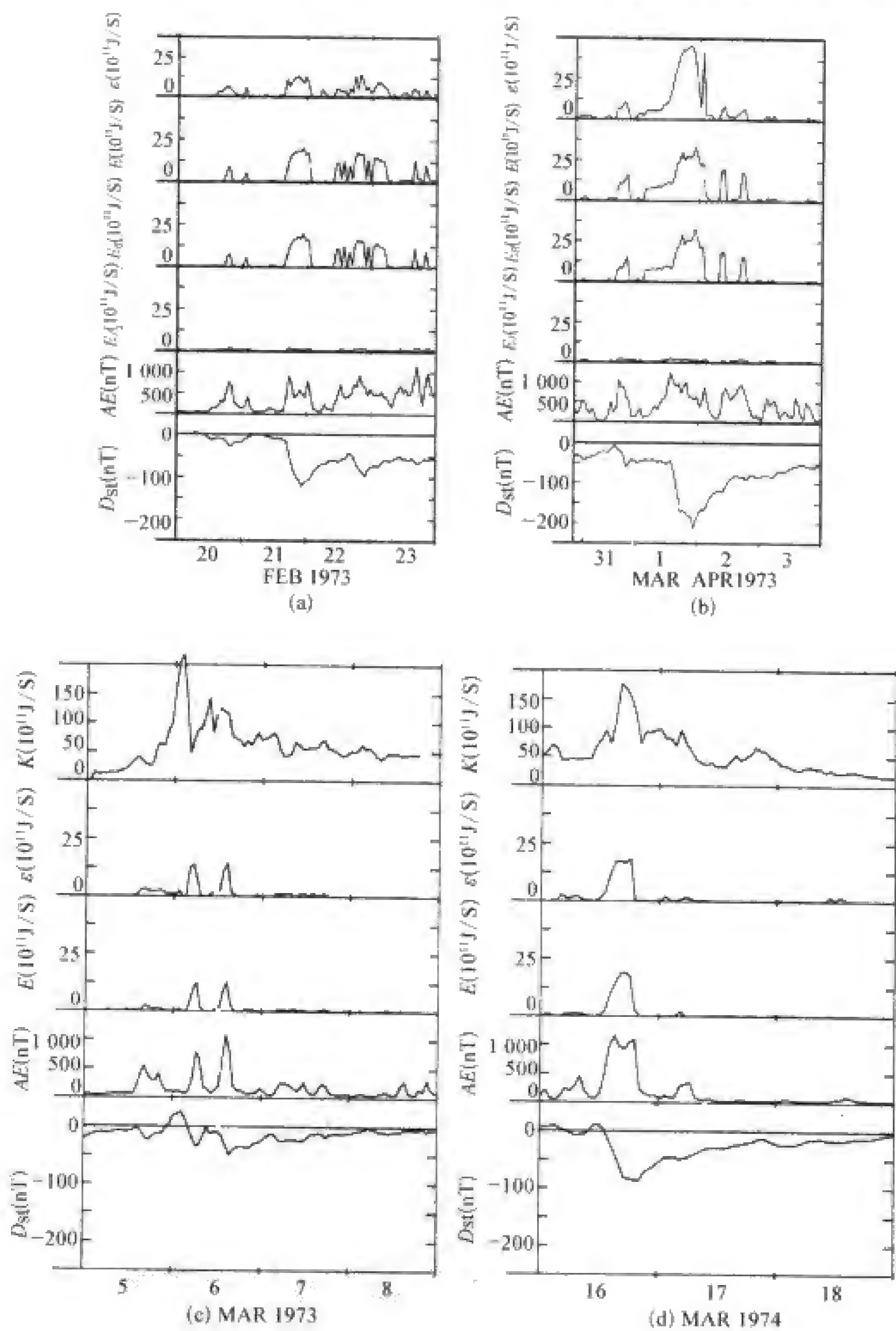


图 10.38 能量耦合函数的几个计算实例

(a) 1973.2.20～23,从上到下 6 条曲线依次是 ε、E、E_R、E_I(包括 E_A)、AE 和 Dst 指数;(b) 同(a),但是另一段时间(1973.3.31～4.3);(c) 1973.3.5～8,从上到下 5 条曲线依次是太阳风动能流 K、ε、E、AE 和 Dst 指数;(d) 同(c)但是另一段时间(1974.3.16～18)。

四、磁层亚暴

磁层亚暴是整个磁层-电离层系统的剧烈扰动事件，是爆发性能量输入和耗散的过程，它涉及电磁场变化、粒子流、等离子体波爆发、极光等许多相关现象。

亚暴的根本原因是太阳风向磁层输入能量的急剧增加。大多数亚暴发生在行星际磁场由北转南之后，这样的磁场结构有利于磁层顶磁场重联发生。太阳风能量通过磁场重联区输入磁层后，一部分随即释放，转变为磁层对流和电磁场能量，另一部分随着磁层等离子体的运动向磁尾输送，并以磁能的形式在磁尾积累起来。由于磁尾等离子体片的某种不稳定性，暂时储存在磁尾的能量突然释放。在释放的能量中有一部分激发出各种等离子体波，另一部分使磁尾等离子体加速，并向地球高速推进，在地球周围形成环电流，还有一部分能量用于产生高能粒子，这些粒子沿磁力线沉降到极区电离层和高层大气，产生极光，形成亚暴电集流，使高层大气加热，并引起地磁场剧烈扰动。

亚暴发生的机制至今众说纷纭，但有两点是共同的，一点是亚暴的能量来源于太阳风，这是亚暴发生的根本原因，另一点是亚暴膨胀相的发生决定于磁层的某种不稳定性，这是亚暴的直接原因。图 10.39 用形象比喻的方法说明亚暴能量的输入和消耗过程。行星际磁场的南向分量相当于能量输入的开关，南向为开、北向为关。太阳风能量进入磁层后，有一部分当即释放，称之为“直接驱动分量”（directly driven component），另一部分能量先在磁尾储存起来，然后突然释放，叫做“卸载分量”（unloading component）。

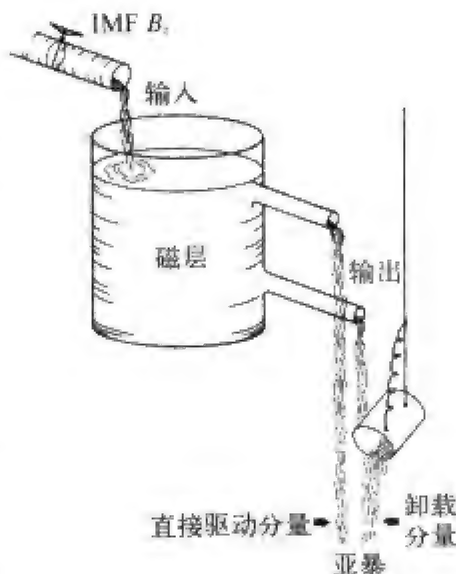


图 10.39 磁层亚暴能量过程示意图

开关对应着 IMF 正负 B_z 分量：正为关闭，负为开放。“进水管”表示太阳风能量输入磁层，上下“出水管”分别表示“驱动”和“加卸载”两种能量消耗过程。

图 10.40 是亚暴发生时磁层的变化过程。上图表示磁层的一般三维结构，下图是亚暴增长相、膨胀相和恢复相三个阶段磁尾状态的变化。

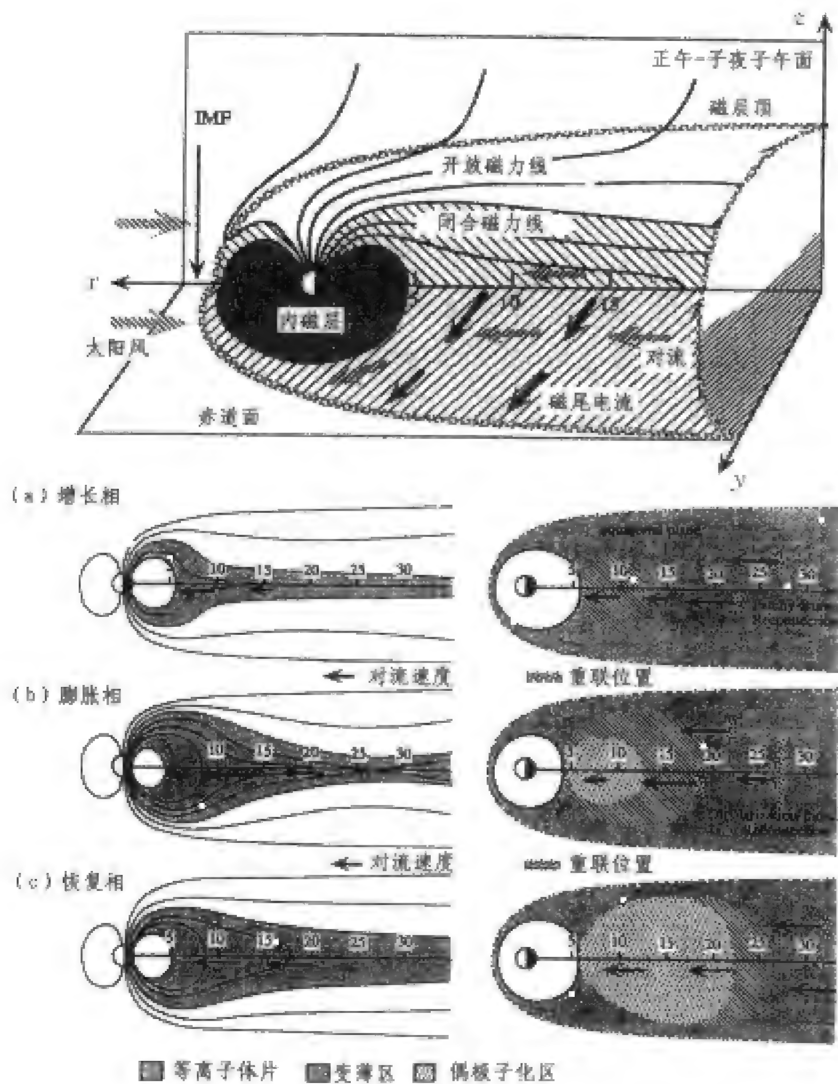


图 10.40 亚暴发生时磁层的变化过程

上图表示磁层的三维结构，下面左列 3 图是正午-子夜子午面投影图，从上到下分别对应亚暴增长相、膨胀相和恢复相三个阶段磁尾状态的变化。下面右列 3 图是赤道面投影的变化过程。

亚暴的第一阶段（增长相，growth phase）从 IMF 转为南向开始，此时磁尾电流增强，使近地等离子体片变薄（斜线阴影区所示），并使磁场位形变得更加类似于磁尾（图(a)）。在这一阶段，磁尾积累着能量。

亚暴的第二阶段（膨胀相，expansion phase）开始于类尾磁场位形的崩溃，磁尾磁场变成类偶极子形。这种磁场偶极子化过程首先在近地等离子体片中开始发生（网状阴影区所示），然后，偶极子化区域向磁尾和晨昏方向扩展，如图(b)、(c)所示。磁场偶极子化过程导致了亚暴电流楔的形成和电离层极光电集流的增强。在膨胀相，磁尾重联使原来储存在磁尾瓣中的能

量突然释放，为等离子体片和电离层中亚暴活动提供了附加的能量和磁通量。当磁尾中储存的能量减少到一定程度时，膨胀相渐趋平静，恢复相(recovery phase)开始。

亚暴期间，能量转换有两种完全不同的时间尺度：直接驱动过程持续1～2个小时，受控于由太阳风驱动的向日面重联；而卸载过程持续10～30分钟，由等离子体片动力学控制。增长相完全由直接驱动过程提供能量，而膨胀相则是卸载过程占优势。

迄今为止，已有许多亚暴成因模型被提了出来，这些模型可以分为两大类，一类是对流制动模型，一类是电流中断模型。检验亚暴模型是否合理的重要标准是对亚暴膨胀相的解释，而亚暴膨胀相开始的标志则是近地等离子体片磁场的偶极子化。对流制动模型认为，磁尾向地对流的突然制动产生了磁场的偶极子化，而电流中断模型认为，磁层的不稳定性造成跨尾电流中断，从而引起磁场的偶极子化。

人们认识到，对流制动是一个宏观过程，电流中断不稳定性是微观过程，二者都是实现磁场偶极子化所需要的。这正是建立统一亚暴模型的基础。

第五节　电离层与磁层的耦合

在太阳风-磁层-电离层能量耦合链中，太阳风是前端，是输入能量的源，电离层和中高层大气是末端，是消耗能量的汇。太阳风通过磁层向电离层输入能量的主要途径(物理机制)是粒子沉降、场向电流及其伴随的波动等过程。

然而，空间观测提醒我们，电离层不单单是被动接受输入的汇，也不是一个单纯消耗能量的负载。电离层对磁层乃至太阳风的反馈作用影响着能量耦合链的效率：电离层的上行粒子极大地影响着暴时环电流成分，电离层的发电机电场可以映射到整个磁层，电离层状态会影响太阳风在磁层顶的重联率，电离层的电导率是决定场向电流分布和强度的因素之一，等等。所以，更合理的做法是把日地能量问题放在一个闭合的耦合环中加以研究。

一、磁层粒子沉降和极光

电离层的状态和过程不仅决定于太阳辐射和大气层性质，而且也受到磁层过程的影响，其中受磁层直接影响和控制的地区是极区，把极区电离层与磁层紧密地耦合在一起的是地磁场。由于带电粒子可以沿磁力线自由运动，所以磁力线构成了一条连接电离层和磁层的通道，带电粒子可以沿磁力线从几十个地球半径以外的远磁尾到达电离层，电离层粒子也可以沿磁力线进入磁层。由于磁力线是等电位线，所以电离层电场与磁层电场通过磁力线相沟通。磁力线还可以导引某些等离子体波的传播。总之，遥远磁层的变化过程通过磁力线映射到电离层这个巨大的屏幕上，使复杂的磁层现象呈现在地球观测者眼前，为我们研究磁层过程提供了方便而有利的条件，其中能被肉眼直接看到的是极光现象。

极光是磁层粒子进入大气层后激发大气发光的一种现象，图 10.41 是地面和航天飞机拍摄的极光照片，展现了多姿多彩的极光形态。在卫星俯拍的极光照片中可以清楚地看到，极光出现在一个环绕地磁极的卵圆形条带内，称做极光卵(auroral oval)（图 10.42)。极光卵距离地磁极约 20°，略向夜间一侧移动，其中，子夜附近极光出现最频繁，强度也最大。在南北两极区的磁共轭点上，有时可以同时观测到形态类似、演化过程也类似的南极光和北极光，这是磁层粒子沿同一磁力线分别沉降到南北两极区所激发的共轭极光现象，如图 10.43 所示。

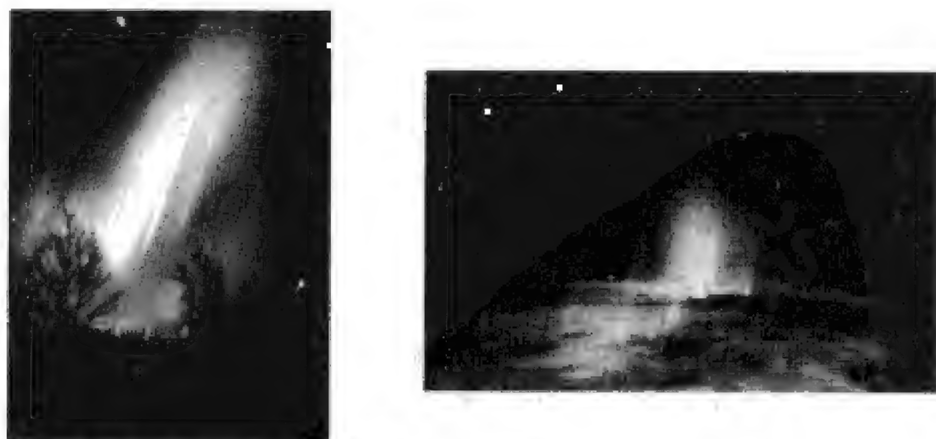


图 10.41 地面拍摄的极光照片(左图)和航天飞机在 250 km 高度的低轨道上拍摄的极光照片(右图)

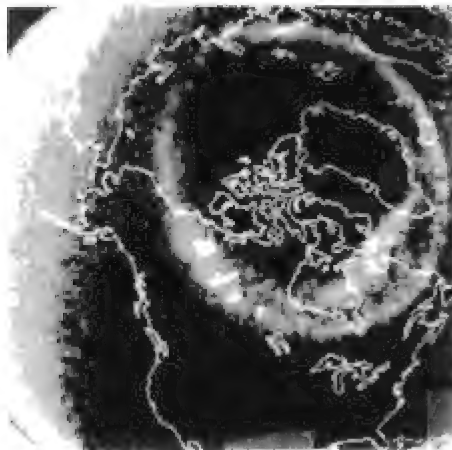


图 10.42　卫星俯拍的极光卵照片

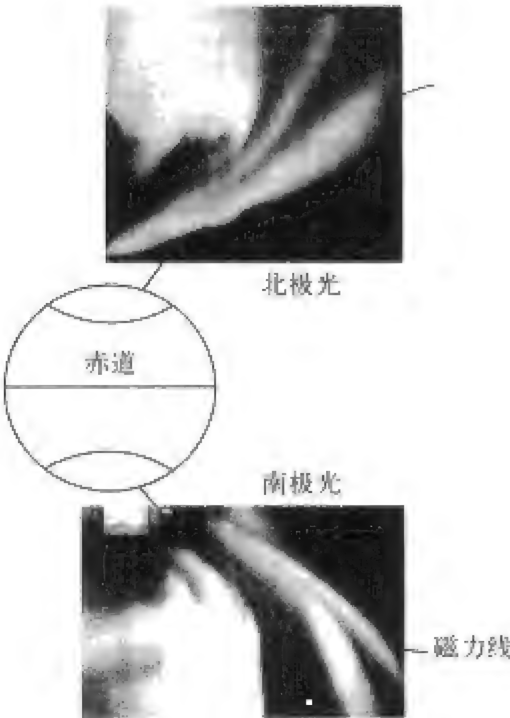


图 10.43　同时观测到的形态类似的南极光和北极光

按照形态特征，极光可以分为许多类(图 10.44(a))，有弧状极光、带状极光、弥散极光、射线极光、幕状极光、冕状极光、片状极光等等，这些极光分布在不同的高度范围(图 10.44(b))。图 10.44(c)显示，在强烈亚暴期间，不同类型极光出现在不同的地方时扇区：在黄昏一侧，可以看到分立极光弧，而爆发性极光多发生在子夜附近；西行浪涌在傍晚扇区占优势，而东行欧米伽形极光主要在黎明一侧出现；脉动极光片是发生在早晨的一种特殊类型极光；白天极隙区极光则表现为一种独特的形态。不同类型极光的发生决定于许多因素：如极光粒子的能量、发光大气的成分、场向电流的分布、电离层电场和电导率等等。

要注意"极光卵"(auroral oval)和"极光带"(auroral zone)的区别。极光卵是极光全球分布的瞬间"快照"，它是一个以地磁极(而不是地理极)为中心的卵圆环，悬在地球上方。当地球在极光卵底下自转时，极光卵的子夜部分在地球上扫描出一个几百公里宽的椭圆形环带，这就是极光带。极光带不是特定瞬间极光的全球分布，而是子夜附近极光出现率的统计结果。图 10.45(a)是以北欧为例，说明当地球在极光卵下面旋转时，地面观测站相对于极光卵的位置随地方时而连续变化的情况。比如，挪威的 Tromso 站(图中用 T 表示)只有在下午 7 时到凌晨 3 时这段时间内才位于极光卵

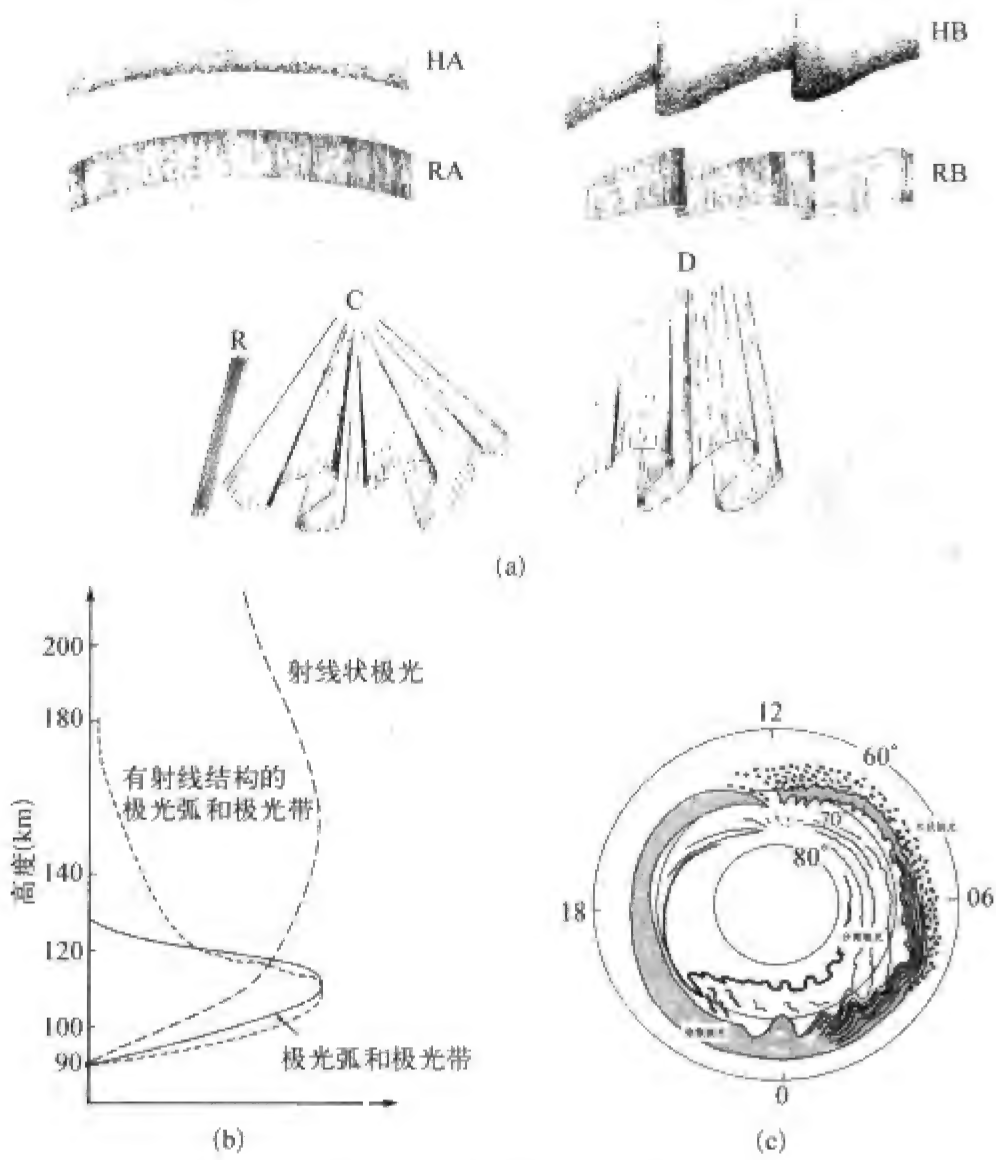
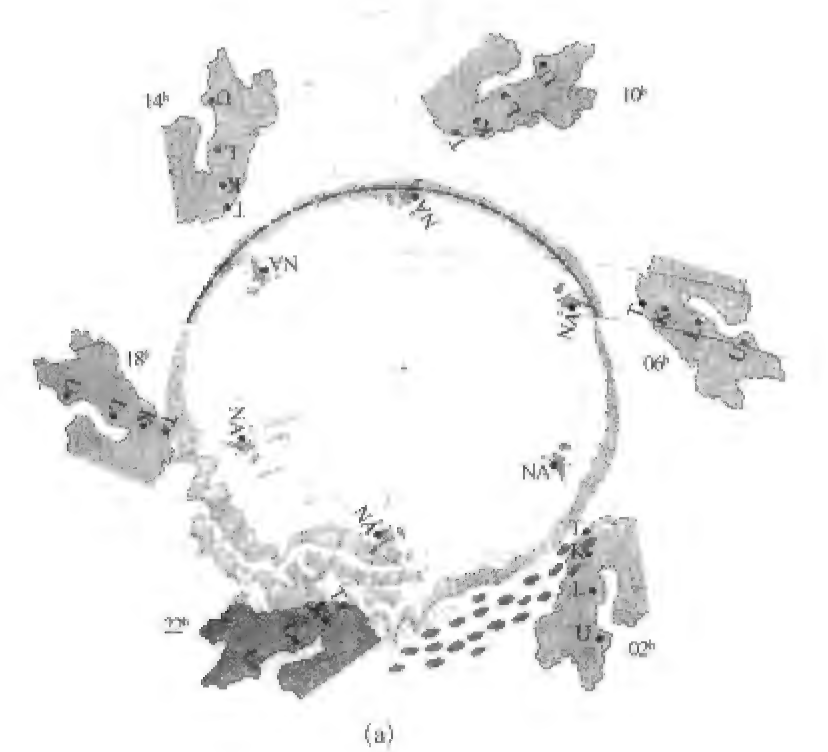


图 10.44 极光的分类及分布

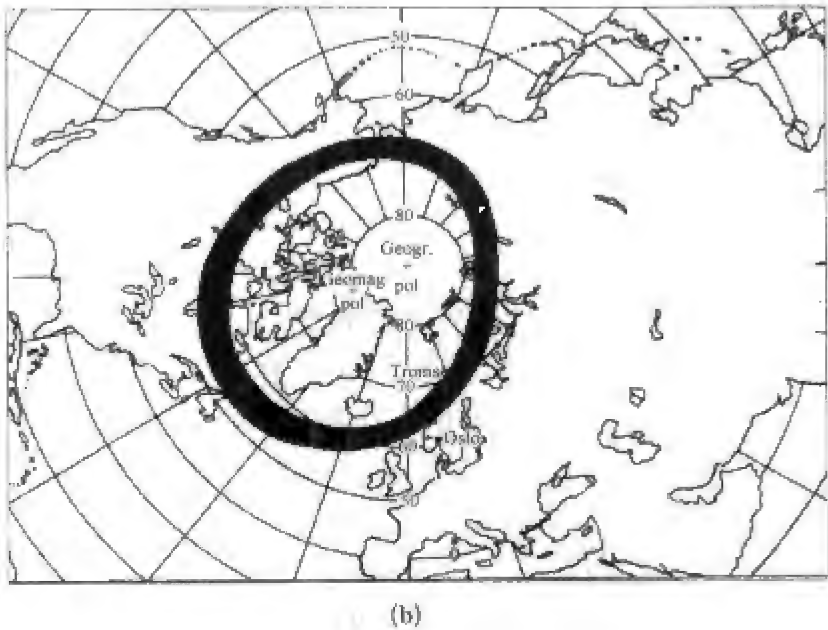
(a) 极光的主要类型。HA 表示均匀极光弧，HB 表示均匀极光带，RA 表示有射线结构的极光弧，RB 表示有射线结构的极光带，R 表示射线状极光，C 表示冕状极光，D 表示幕状极光；(b) 不同类型极光分布的高度范围；(c) 极光亚暴期间，不同类型的极光随地方时的分布。

下，其余时间均在极光卵低纬一侧。而纬度更高的 NA 站只有在正午附近才到达极光卵下，其余时间均在极光卵高纬度一侧的极盖区内。图 10.45(b)是弗里兹(Hermann Fritz，1830～1893)根据大量北极光观测资料得到的极光带，即夜间极光发生率最大的环带。该环带以地磁极为中心，从环带向北，极光发生率迅速减少，向南逐渐减少，在柏林和纽约平均每年可以看到 5 次极光。图 10.45(c)在地理经纬度坐标系中，用极光发生率(每年看到

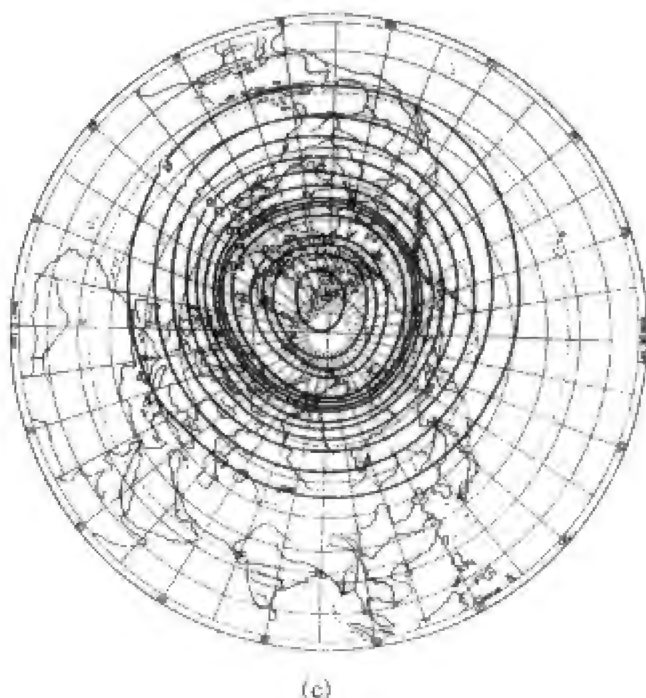
极光的天数)等值线画出极光带的位置。极光带向北美大陆一边偏移,因为地磁北极位于北美洲北部。所以,地理纬度为 40 度的美国博尔德(Boulder)不时可以看到极光,而同样地理纬度的中国北京却几乎看不到极光。



(a)



(b)



(c)

图 10.45 极光卵与极光带

(a) 在不同地方时，斯堪的纳维亚半岛相对于极光卵的位置；(b) 弗里兹根据大量北极光观测资料得到的极光带(夜间极光发生率最大的环带)；(c) 在地理经纬度坐标系中，用极光发生率(每年看到极光的天数)等值线画出极光带的位置。

二、场向电流和地磁亚暴

磁层粒子沉降不仅激发大气发光，而且增加电离层电离度和电导率，于是，沿极光粒子密集的夜间极光卵形成了一个高电导带。沉降粒子所携带的场向电流注入电离层后，集中从高电导带流过，形成极光带电集流(auroral electrojet)。这些电流与极区以及纬度较低处的电流构成闭合的电流体系，引起极区地磁场的剧烈扰动，这是磁层亚暴在地磁场中的表现，叫做地磁亚暴。

亚暴电流体系主要由两种成分组成，第一种呈双涡电流结构，对应着亚暴的直接驱动过程，第二种呈电集流形式，对应着亚暴的卸载过程。图10.46是根据6条高纬地磁台链71个地磁台站的记录，用本征模分析方法得到的亚暴电流的两种成分(Sun et al.，1998a，b，2000)。图10.47是一次亚暴期间极区电流及其两种主要成分的演化过程。可以看到，双涡电流从1100 UT起开始增强，在1230 UT达到最强，而电集流直到1200 UT才突然增强，也是在1230 UT达到最强。双涡电流的开始增强表示亚暴增长相

开始，而电集流的突增表示亚暴膨胀相开始。

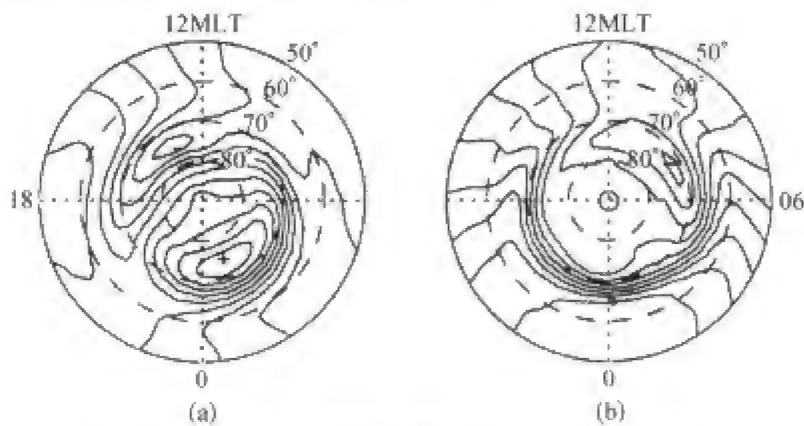


图 10.46　根据 6 条高纬地磁台链 71 个地磁台的记录，用本征模分析方法得到的亚暴电流的两种主要成分

(a) 直接驱动过程的双涡电流；(b) 卸载过程的电集流。

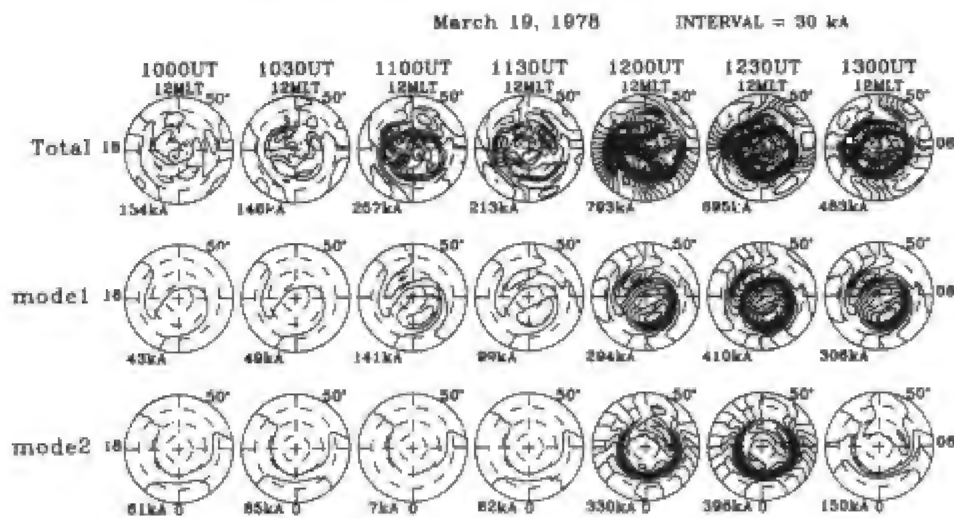


图 10.47　在 1878 年 3 月 19 日亚暴期间，极区电流及其直接驱动双涡电流成分和卸载过程电集流成分的演化过程

上行是总电流从 1000 UT 到 1300 UT 的演变(每半小时一幅图)，中行是双涡电流的演变，下行是电集流的演变。每图左下角的数字是总电流。

第六节　地磁活动与太阳的关系

早在空间时代开始以前，人们就注意到地磁活动与太阳事件有关，最早

把地磁活动与太阳活动联系起来的是挪威科学家伯克兰。之后，人们利用地磁变化和太阳活动都有漫长观测历史的有利条件，进行了大量分析研究，发现了许多有意义的统计相关性。地面和空间的综合观测以及理论研究，已经和正在为这些统计学结果寻找着物理解释。现在，人们认识到，太阳对地磁活动的影响是通过太阳风传递的，太阳风与地磁场的作用不仅形成了磁层和近地空间环境的一般结构，而且太阳活动过程引起太阳风扰动使磁层－电离层系统发生异常变化，磁暴等地磁场扰动就是异常变化的表现之一。

一、地磁活动性的 11 年周期变化和太阳黑子

人们最早注意到的地磁变化与太阳密切相关的事实就是地磁活动性与太阳黑子都有 11 年周期变化。图 10.48 上图是 1890～1990 年太阳黑子数和地磁活动指数 *aa* 年均值的 11 年周期变化，两条曲线非常相似，即高的地磁活动性对应着大的太阳黑子数，只是地磁活动性的相位比太阳黑子落后 1～2 年。下面两个图是 1900～1940 年地磁活动性与太阳黑子的月均值，同样可以看到这种对应关系。

二、地磁活动性的年变化和行星际磁场

地球赤道面与黄道面有 23.5°的夹角，从而形成了地球的四季变化。由于向日面电离层主要是由太阳辐射产生的，所以电离层的电导率夏季大而冬季小。电离层电导率的大小直接影响着电离层发电机电流的强弱，所以由此产生的地磁场 S_q 和 L 的强度也具有明显的年变化。由此我们可以预料，如果产生某种地磁变化的电流与电离层有关，而计算相应地磁活动指数的资料只来源于北半球或南半球，则该指数应受年变化调制。如果资料同等地来源于南北两个半球，则指数会有一种半年周期变化。

对于那些与电离层无关的地磁变化，如磁层环电流产生的暴时变化 *D*st，似乎不应该有这种年变化。然而，事实并非如此，*D*st 指数和其他地磁指数呈现出清楚的半年变化：两分点极大，两至点极小，如图10.49所示。

为了解释这种半年周期变化，人们考虑过两种天文因素，一种是太阳经过地球赤道的时间(3 月 22 日春分点和 9 月 22 日秋分点)，另一种是地球经过太阳旋转赤道的时间(3 月 5 日和 9 月 5 日)。目前，地磁活动性高峰的相

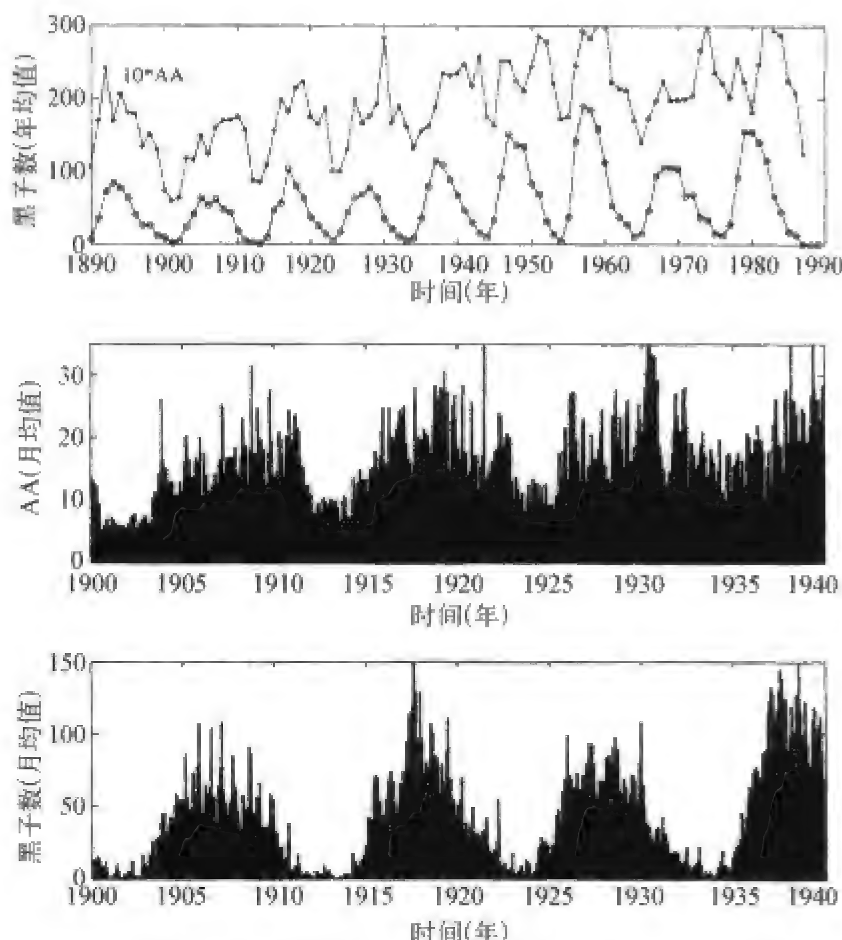


图 10.48　太阳黑子数与地磁活动性的比较

上图：1890～1990 年年均值的比较；下图：1900～1940 年月均值的比较。

位还不能确定得十分准确，因而无法断定调制活动性的因素是前者还是后者。

当前，人们普遍接受的一个观点是，当行星际磁场 IMF 相对于地磁偶极子轴为南向时，地磁扰动容易发生，而且，地磁活动性随南向分量的增大而增大。由于地磁轴与地轴夹角约 11°，而地轴与黄道轴夹角 23.5°，所以，在一天当中，地磁轴与黄道轴的夹角最大可达35°左右，最小约为 12°。在春分点，地轴位于晨昏子午面内，并向昏侧（地方时 18 点）倾斜，地磁轴与黄道轴的最大夹角发生在世界时 22:40，此时地磁北极位于地方时 18 点。在秋分点，地轴也位于晨昏子午面内，但向晨侧（地方时 06 点）倾斜，地磁轴与黄道轴的最大夹角发生在世界时 10:40，此时地磁北极位于地方时 06 点。在这两种情况下，黄道面内 IMF 阿基米德螺线磁场在地磁轴上的投影最大。这是对地磁活动性半年变化的一种较为认可的解释。

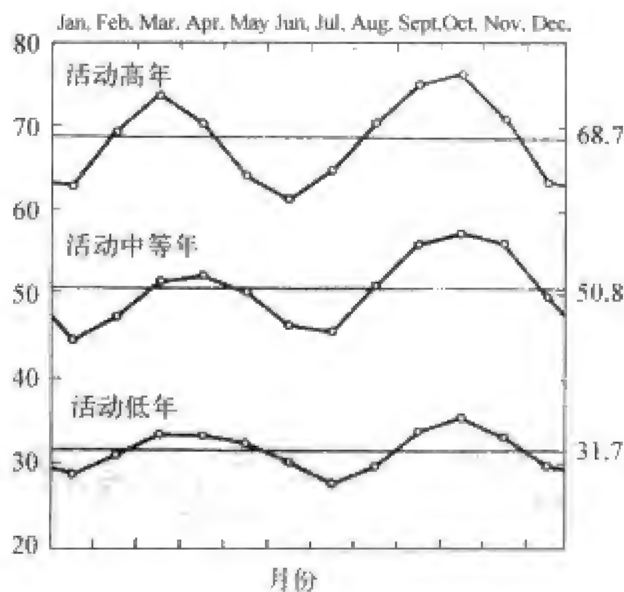


图 10.49 地磁活动性的半年周期变化

三、地磁活动性的 27 日周期变化和冕洞

磁暴和磁扰的 27 日周期重现性是很早就已确定的事实，并且已经用于磁暴预报。图 10.50 是把每日地磁活动指数按 27 天一行连续排列得到的地磁活动表，表的左端是每周的第一天，地磁活动性由低到高分为 6 级，用依次加深的颜色表示。由图可以清楚地看出，在连续几个自转周内，高活动性（黑色方块表示）重复发生在每一周相同的时段。

引起地磁活动 27 日周期变化的是冕洞，随太阳一起旋转的冕洞连续地发出太阳风高速流，当冕洞朝向地球时，高速太阳风使磁层发生强烈扰动，从而增强了地磁活动性。

四、地磁活动性与太阳风的关系

既然磁层的形成是太阳风与地磁场作用而达到压力平衡的结果，那么，太阳风的变化必然会影响这种平衡，从而引发地磁扰动。决定太阳风性质和状态的参数有速度、温度、密度、磁场等，它们与地磁活动的相关性反映了太阳风与磁层相互作用强度的影响。

图 10.51 是年平均地磁指数 $\overline{Ap}$ 与太阳风速度 $\bar{v}$ 的比较，两条曲线的相似性表明，地磁活动的长期变化与太阳风速度有密切关系。



图 10.50 地磁活动性 27 日重现规律

1928.1.22—1931.12.28，共 53 个太阳自转周。

对其他的太阳风参数也做过类似的统计，几乎每个参数都与地磁活动有一定相关性。人们还把几个参数组合在一起，并赋予其更为明确的物理含义，如 vB 表示太阳风电场，vB^2 表示电磁能通量等等。这些研究从不同方面揭示出太阳风-磁层耦合的特性。

五、地磁活动与行星际磁场的关系

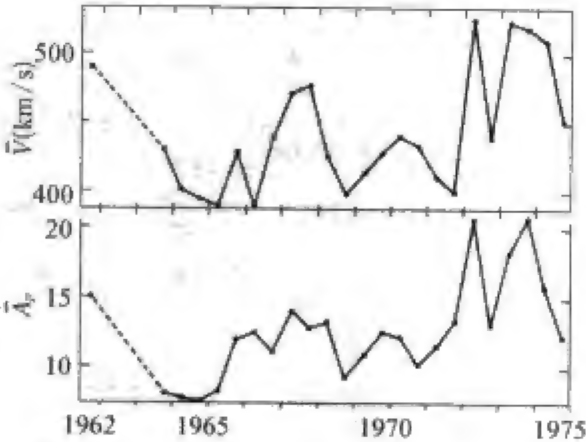


图 10.51 1962～1975 年年平均太阳风速度 $\bar{v}$(上图)与地磁指数 $\overline{Ap}$(下图)的比较

1. 地磁活动与行星际磁场南向分量的关系

行星际磁场(IMF)的 B_z 分量对太阳风-磁层耦合和地磁活动性起着重要的控制作用。前面已经说过,磁暴和磁层亚暴常常发生在行星际磁场持续南向之后,南向分量就像是太阳风向磁层输入能量的"开关",成为预报地磁扰动的一个关键指标。其物理原因是当 $B_z<0$(南向)时,在向日面磁层顶处行星际磁场与地磁场反向,从而有利于磁场重联的发生。

图 10.52 上面的曲线是太阳风对磁层顶的动压,中间曲线是行星际电场 E_{sw},下面的曲线是地磁活动指数 AL 和 AU。当 IMF-B_z 在持续南向 1 个多小时后突然转北时,亚暴发生了。

2. 地磁活动与行星际磁场扇形极性的关系

除了 IMF-B_z 影响地磁活动外,当行星际磁场 IMF 的扇形极性(参看图 10.17)变化时,也会在高纬度地区产生一种特定的地磁变化,这种特定的磁场变化叫做"Svalgaard-Mansurov 效应"或"IMF 扇形效应"(Svalgaard,1968; Masuruov,1969)。图 10.53 是 IMF 扇形具有向日极性($B_y<0$,即由黄昏指向早晨)和背日极性($B_y>0$,即由早晨指向黄昏)时,加拿大极区地磁台雷索柳特磁场变化的统计分析结果。可以看到,当 $B_y<0$ 时,扇形效应表现为正 Z 和负 X 变化,当 $B_y>0$ 时,正好相反。平均来说,扇形效应的幅度 $\Delta Z \sim 50$ nT,$\Delta X \sim 20$ nT。

IMF 扇形效应的等效电流体系和场向电流如图 10.54 所示,图中第一行是 5 月和 11 月背日扇形情况下($B_y>0$)北半球的等效电流,第二行是向日扇形情况下($B_y<0$)的等效电流。可以看出,向日扇形和背日扇形两种情况下的电流方向正好相反。此外,冬季和夏季电流也相反,这就是"冬季反向扇形效应"(Matsushita and Xu,1980,1981,1982)。图 10.54 第三行是背日扇形情况下的场向电流,夏季场向电流向上,对应于该图第一行(左)的反时针等效电流,冬季场向电流向下,对应于第一行(右)的顺时针等效电流。

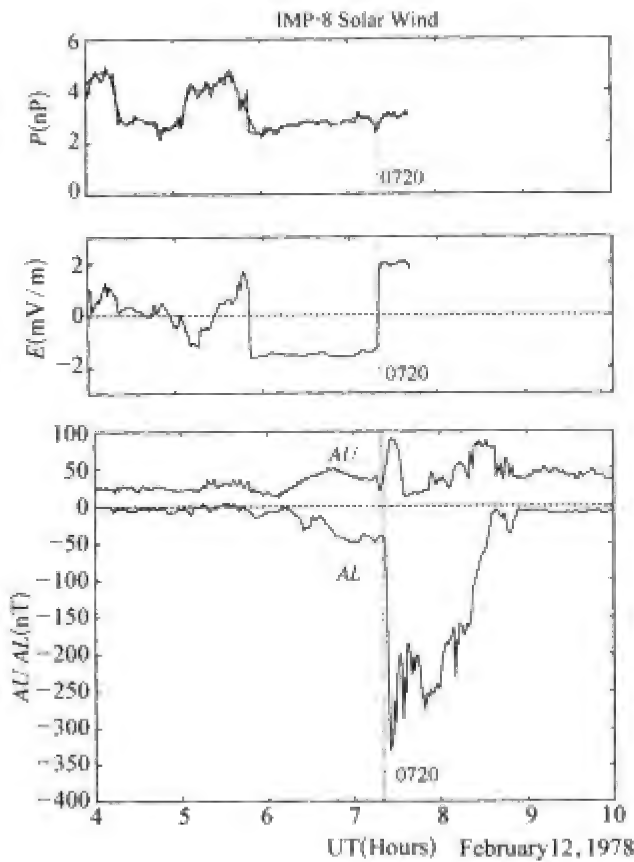


图 10.52 太阳风动压和行星际电场的变化与地磁活动的关系。

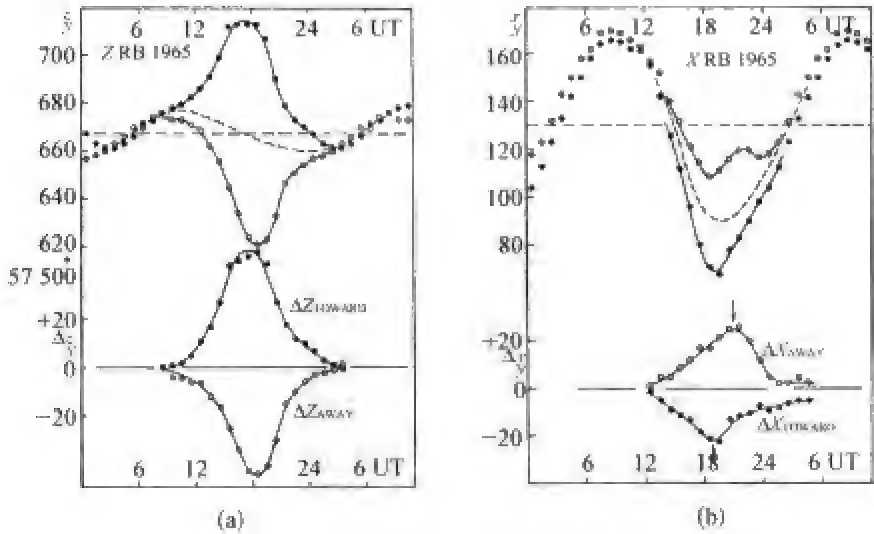


图 10.53 行星际磁场对高纬度地磁场的扇形效应(加拿大雷索柳特,1965 年)

(a) Z 分量;(b) X 分量。图中上边的三条曲线表示向日扇形日(黑点)、背日扇形日(空圈)和所有日(虚线)的平均日变化,下边的两条曲线表示向日和背日曲线减去所有日曲线后的差。

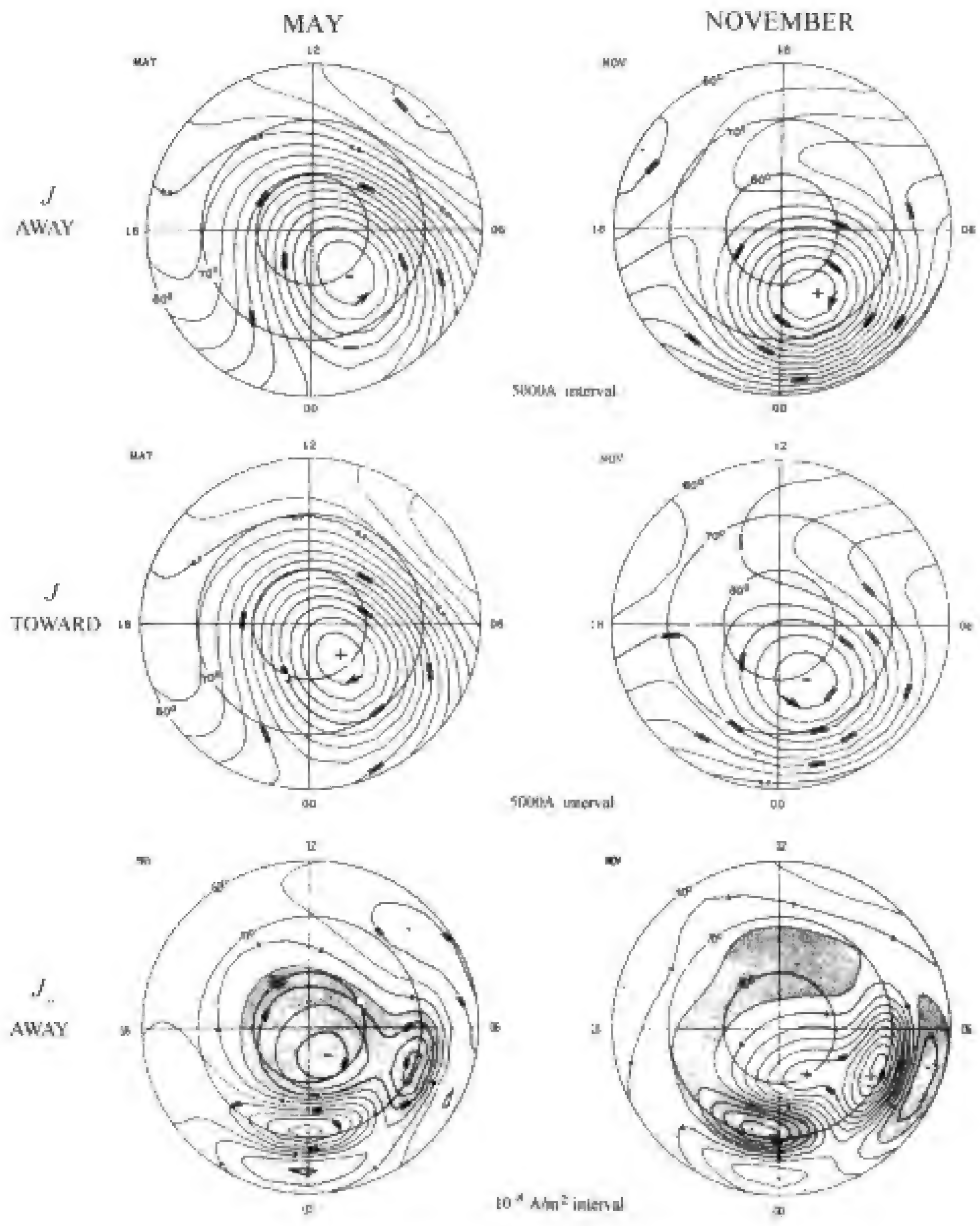


图 10.54 行星际磁场扇形效应对应的电离层等效电流体系和场向电流

第一行和第二行分别是背日扇形和向日扇形情况下的等效电流，正号表示顺时针流动的电流，负号表示反时针电流。左列是5月份，右列是11月份。第3行是背日扇形情况下的场向电流，正号表示流入电离层，负号表示流出电离层。

第七节　空间天气与地球电磁环境

由第二章和第三章我们知道，地磁场的主要部分（主磁场）类似于一个位于地心的倾斜偶极子磁场，它起源于地球液态外核的电流，这种电流由核内磁流体运动产生并受到地球旋转的控制。由第六章和第七章我们又知道，地球主磁场向外扩展到遥远的空间，形成地球磁层，并控制和影响着带电粒子的运动。由于磁层的阻挡，高温高速的太阳风携带着巨大能量，绕过磁层向下游流去，但也有一部分能量通过磁层顶输入了地球磁层-电离层系统。在平静时期，这些能量维持着磁层大尺度对流、电场和电流体系。在某些特定的太阳风和行星际磁场条件下，输入磁层的能量急剧增加，从而引起磁层-电离层系统的各种扰动过程，产生了磁暴、亚暴等各种地磁场变化。

地球上的生物圈和人类，就是在这样一种磁场环境中发生、发展和演化的。可以预料，人类生存和发展与地磁场息息相关，人类活动会受到地磁场的多方面的影响。已有大量的统计研究表明，地磁场变化与人体行为和疾病发生有一定关系，地面上的一些技术系统（如无线电通信、电力系统、输油管道等）在磁暴期间会发生严重故障。在人类已经进入空间时代的今天，人类活动范围扩展到广阔的地球空间和行星际空间。为了探索、开发和利用空间环境这一新的资源，成千上万颗人造卫星和人造行星被发射到绕地球或绕太阳的轨道上。与此同时，人类也逐渐认识到恶劣的空间天气对航天活动有重大的影响。

一、地磁环境的生物效应

虽然我们现在还不完全清楚地磁场对生物影响的机理，但是大量证据表明，地磁生物效应确实是存在的。图 10.55 是地磁活动性的强弱与疾病发生率的统计结果，在强磁扰期间，一些疾病的发病率和死亡率明显增高的事实在许多国家和地区都有报导。

在地质史上有过两次大规模的生物灭绝，一次在 2.25 亿年以前二叠纪—三叠纪转换期，一次在 6 500 万年以前白垩纪-第三纪转换期，这两段时期适逢地磁倒转长期平静之后倒转频次开始增加的时候(图10.56)。究竟二者

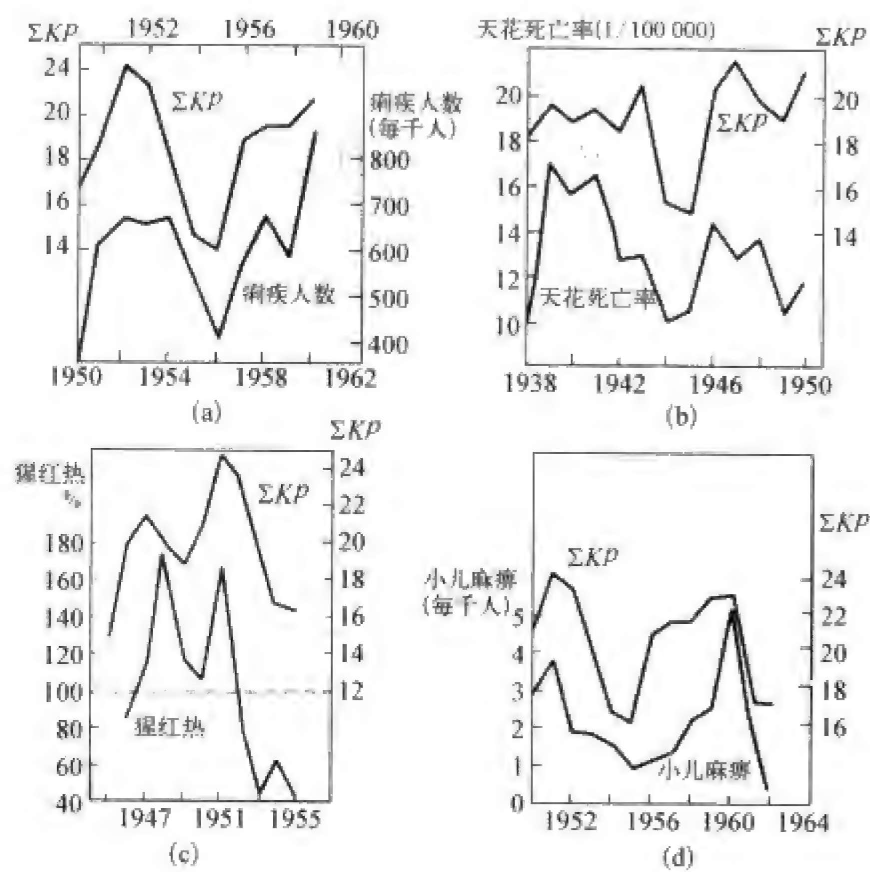


图 10.55 地磁活动性 ($\sum Kp$) 与疾病发生率的统计相关性

(a) 全世界痢疾发病率(每千人);(b) 澳大利亚天花死亡率(十万分之一);(c) 列宁格勒猩红热(重病对一般病的比例);(d) 日本小儿麻痹症发病率(每千人)。

之间是否有联系,目前还无法定论,毕竟类似的资料太少了。

然而,趋磁性细菌的发现和许多生物体内有磁铁矿物质的事实似乎为认识生物磁效应提供了物理依据。众所周知,大多数细菌有趋光性或趋化性,但是布莱克莫尔(Blakemore,1975)发现,有的水生细菌有趋磁性(magnetotactic),这些细菌倾向于沿地磁场磁力线方向游动,即使死了,也会顺着地磁场磁力线排列。在透射电镜下,可以看到沿细胞的长轴方向有一串不透明颗粒,它们由 Fe_3O_4(磁铁矿)组成(图 10.57)。当这些磁性颗粒暴露在强而短暂的反向磁场中时,它们的极化方向会改变,当磁场方向再次变为正向时,原来的极化方向还可恢复。在北半球,这种趋磁细菌是"指北"的,也就是说,细菌趋于向下运动,这有利于这些厌氧细菌的生活。布莱克莫尔等人在南半球沉积层中找到了几种趋磁性细菌,都是"指南"的,于是可

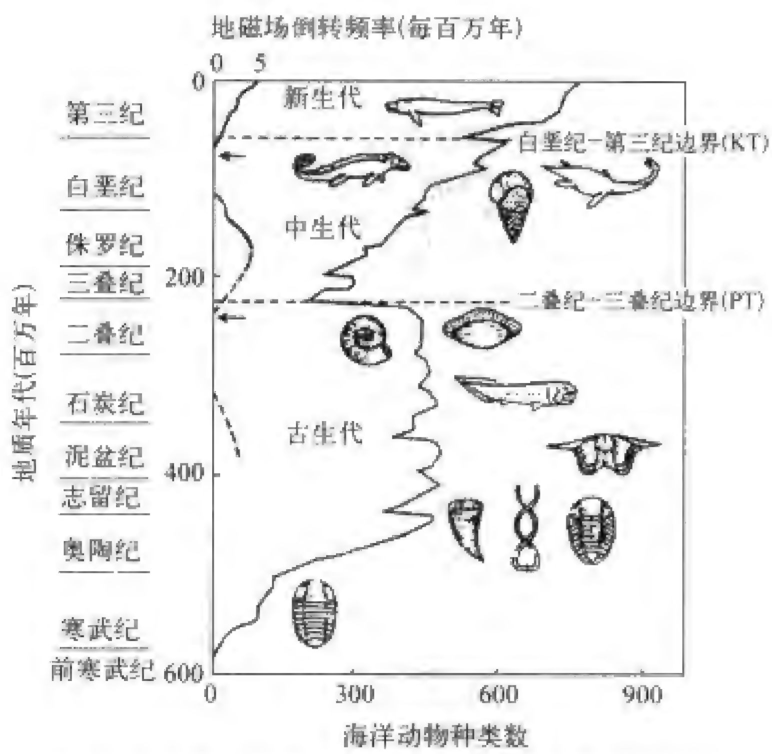


图 10.56　海洋生物的种数与地磁场倒转频次的对比。

以判定，它们同样向有利于生存的深水游动(Blakemore，1980)。而在赤道地区的巴西，指北的和指南的细菌数目大致相等。当地磁场倒转时，趋磁细菌会因已有的"经验"进入另一种环境而不能生存。这似乎给生物灭绝现象提供了一种合理的解释。也有人认为，地磁场倒转通过改变气候而影响生物的生活环境条件。

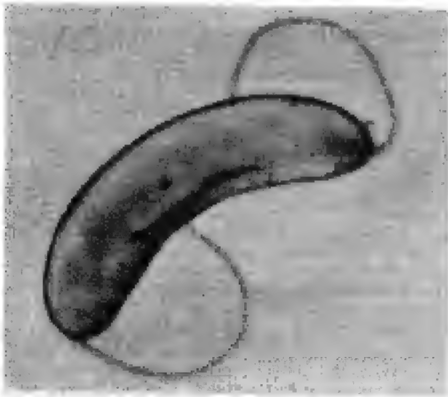


图 10.57　一种趋磁细菌在透射电镜下的照片
细菌体内的磁性颗粒链清晰可见，它对细菌的运动有"导航"作用。

有些细菌生活在油井、污水等环境中，它既要能上升以便吸取氧气，又要能下降以便寻找食物，解决上下游动的关键是细菌体内的铁氧磁体。1975 年以后，在许多生物体内陆续发现了磁铁矿物质，如海洋软体动物、蜜蜂、蝴蝶、家鸽、海豚、海龟、金枪鱼等(Jacobs，1984)，为研究生物磁学提供了有用的资料。

更为有趣，也更为不确定的问题是，人类进化是否与地磁场突变有关？有一些事实是耐人寻味的，人类发展史经过了几个重要的阶段，每一个阶段的开始似乎都可以找到相应的重大地磁场倒转事件，如图10.58所示。

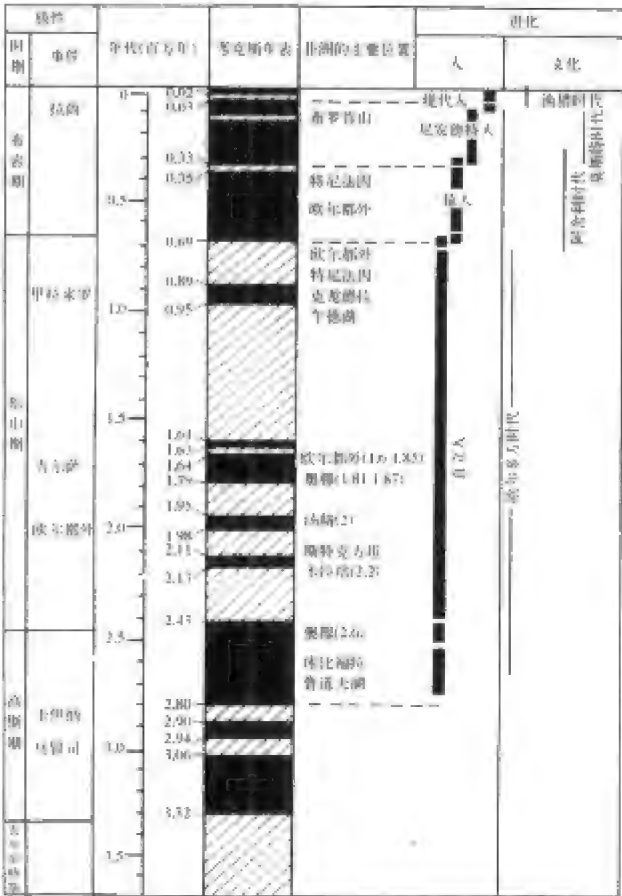


图 10.58 人类发展史的几个重要的阶段和地磁场突变事件

二、地磁场变化对地面技术系统的影响

已经确切知道，电力系统、通讯系统，输油管道等地面技术系统的某些故障是由强烈磁暴造成的。1989 年 3 月，太阳上出现了一次大的耀斑，耀斑爆发抛射出几千度高温的等离子体，这个巨大的灼热气团以每秒数百公里的速度向地球飞速袭来。由于磁层阻挡，这汹涌能流的大部分绕过地球磁层向远处奔去，只有一小部分能量进入近地空间。即使如此，也引发了近 30 年来最强烈的一次地磁暴，并造成了全球性灾难：剧烈的电离层扰动使短波无线电通讯中断，大气阻力的增加使卫星轨道下降，寿命缩短，加拿大魁北克地区的电网中产生了巨大的感应电流，致使全区停电达九小时。下面是关于这次魁北克电网事故的一段描述：

“1989 年 3 月 13 日凌晨，在蒙特利尔的魁北克电力公司控制室里，技

术人员像往常一样监视着显示电网运行状态的图板，该电网不仅为蒙特利尔，而且为整个魁北克省600万居民供电。凌晨2时44分，图板上的一个指示灯开始闪烁，指示电网北端发生了故障，北部一个水电站通往蒙特利尔和其他南部城市的一条主干线的电压控制器突然关闭。面对突发事故，技术人员大为震惊。紧接着，全省断电事故连连发生，不到90秒钟，整个电网完全崩溃。显示图板像圣诞树一样闪烁不停，而整个魁北克省则漆黑一片。

"这次停电事故使电力公司损失了1 000万美元，而用户损失则达几千万甚至数亿美元。尽管大部分地区在9个小时内恢复了供电，但仍有一些地方黑暗持续了数日。在事后分析中，工程师们毫不费力地指出了事故的原因。他们的结论给人带来一丝安慰，但也带来忧虑：事故根本不是人为因素引起的，既非设计上的纰漏，也非操作人员的疏忽。问题的根源是太阳。"

磁暴引起的通讯系统故障更为常见，人们在一百多年前就意识到这个问题的严重性。那是在1859年9月初的一次大磁暴期间，电报线路中的异常感应电压引起了通讯故障。此后，这类事故经常发生，1940年3月24日大磁暴（$Kp=9_0$）使美国明尼安波利斯80%的长途电话中断，1958年2月10日大磁暴（$Kp=9_0$）使纽芬兰到英格兰的贝尔电话电缆中感应电压高达2.7 kV。图10.59清楚地表明，1989年3月大磁暴期间，通讯质量明显变坏。图中描述地磁场活动性的是 X 分量的日变幅（DRX），表征通讯质量好坏的是从西德到美国等地无线电波传播质量指数（RPQ）。

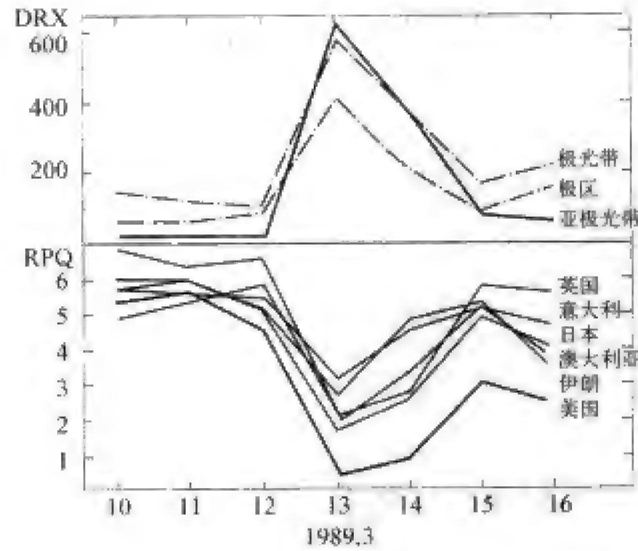


图10.59　1989年3月大磁暴期间，地磁活动性与通讯质量的对应关系

地磁场活动性用 X 分量的日变幅（DRX）描述。通讯质量用电波传播质量指数（RPQ）描述。

在阿拉斯加、加拿大、俄罗斯等高纬度地区，远距离输油管道通过地磁活动性极高的极光带地区，地磁变化在输油管道内产生的巨大感应电流高达1 000 A。管道与大地构成电流回路，加速了输油管道的电化学腐蚀。图10.60上图是地磁活动性（用 X 分量日变幅 DRX 表示）与管-地电压相关变化的一个例子。中图和下图分别显示磁暴期间地磁场的变化和管-地电压的增加。

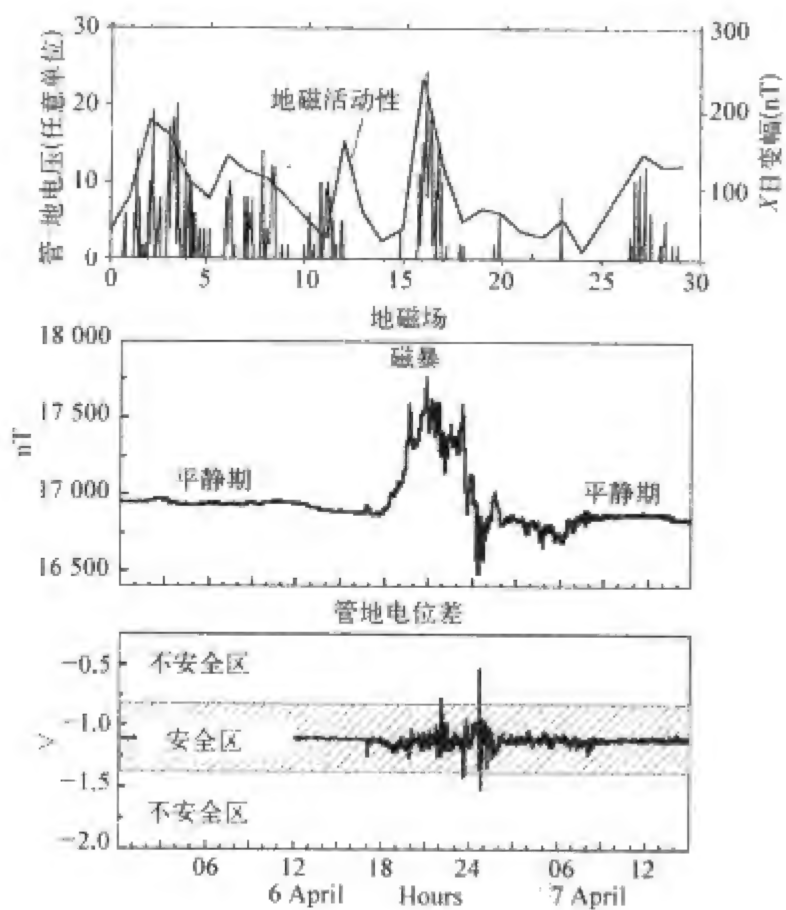


图 10.60　地磁活动性与管-地电压相关变化

上图：X 分量日变幅(DRX)与管-地电压的相关变化；中图：磁暴期间，地磁场的变化；下图：该磁暴期间管-地电压的涨落变化超出了安全阈值。

三、地球空间电磁环境对航天器的影响

地球空间环境是一个复杂的系统，构成这一系统的空间层次有中高层大气、电离层、磁层和行星际空间，系统环境涉及电磁场、等离子体、高能粒子辐射等物理过程。人类的空间活动就是在这样的环境中进行的，成千上

万颗通讯卫星、气象卫星、资源卫星、军事侦察卫星、科学探测卫星日夜不停地运行在几百公里到数万公里的轨道上，经历着空间环境各种变化的影响。这种复杂多变的环境影响着星载仪器、计算机、太阳能电池的工作状态和寿命，影响着宇航员的安全。大量事实表明，航天器故障与灾害性环境事件有关。

图 10.61 表示 1989 年 3 月大磁暴后卫星跟踪丢失的数量大大增加的情况，虽然被跟踪的大多是空间碎片，但卫星遭碎片碰撞，轻则缩短寿命，重则完全损坏。

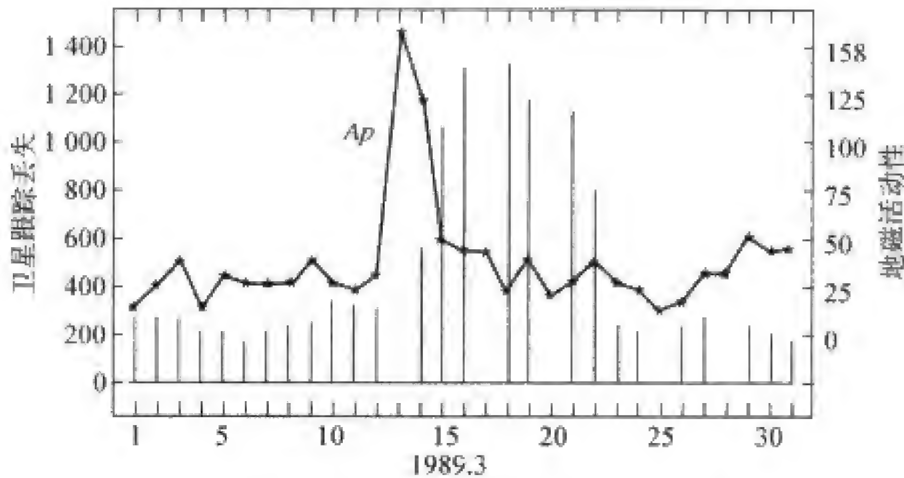


图 10.61　1989 年 3 月大磁暴后卫星跟踪丢失的数量大大增加

图 10.62 是地磁活动性与全球定位系统 GPS 测量故障的对应关系。GPS 是美国国防部为满足高精度导航定位需要而建立的无线电导航系统，系统由 6 条轨道上运行的 24 颗卫星以及地面监控系统构成。卫星运行周期为 12 小时，轨道倾角 55°，平均高度 20 200 km，各轨道升交点的赤经相差 60°。在地球表面任何地方和任何时刻，至少有 4 颗卫星（平均为 6 颗卫星）位于高度角大于 15°的可观测范围内，从而保证了海陆空天全球性的连续实时的定位和定时。在图 10.62 中，GPS 故障用黑点表示，地磁活动性用加拿大黄刀台地磁垂直分量每小时变化幅度来表示（图中的垂直线）。可以看出，几次故障均发生在地磁活动比较强烈的时候。

根据观测事实的统计分析和综合研究，我们把影响航天器各种性能的主要因素按其来源分为 4 类：第 1 类是来自地球（含地球环境）的影响因素，包括重力场、磁场、高层大气、电离层、磁层等离子体、辐射带、地球反射和地气辐射等；第 2 类是来自太阳的影响因素，包括太阳电磁辐射、太阳风、

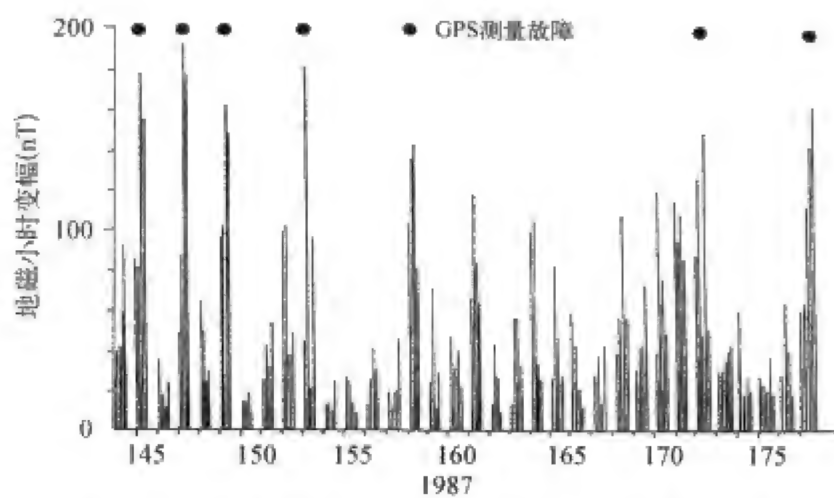


图 10.62 地磁活动性与全球定位系统 GPS 测量故障的对应关系

太阳宇宙线等;第 3 类是来自宇宙的银河宇宙线;第 4 类是流星体和空间碎片等因素。这些因素对航天器各种性能和指标的影响列于表 10.6。

表 10.6 影响航天器各种性能的主要因素

	地球引力场	高层大气	原子氧	地磁场	银河宇宙线	太阳宇宙线	地球辐射带	电离层	磁层等离子体	流星体	空间碎片	太阳电磁辐射	地球反射	地气辐射
温　　度		*										**	**	**
通讯测控								**						
软 错 误					**	**	**							
充　　电					*	*	*		**			**		
化学损伤			**											
辐射损伤					**	**	**					*		
机械损伤										**	**			
姿　　态	*	*		**								*		
轨　　道	*	**							*			*		

星号多者表示影响大。

航天器所处的空间环境因轨道高低和位置而异，在不同的轨道高度，造成航天器故障的主要原因不同，表10.7列出各种环境参数对四类不同轨道上的航天器的影响。

表10.7 各种环境参数对四类不同轨道上的航天器的影响

	低轨道 100～1 000 km	中轨道 1 000～10 000 km	同步轨道 36 000 km	行星际轨道
中性大气	阻力严重影响轨道，原子氧严重腐蚀表面	无影响	无影响	无影响
等离子体	影响通信，电源泄露	影响微弱	充电问题严重	影响微弱
高能带电粒子	南大西洋异常区和高纬度区宇宙线诱发单粒子事件	辐射带和宇宙线的剂量效应和单粒子事件效应严重	宇宙线剂量效应和单粒子事件效应严重	宇宙线剂量效应和单粒子事件效应严重
磁场	磁力矩严重影响姿态	磁力矩影响姿态	影响微弱	无影响
太阳电磁辐射	影响表面材料性能	影响表面材料性能	影响表面材料性能	影响表面材料性能
地球大气辐射	影响航天器辐射收支	影响微弱	无影响	无影响
流星体	低碰撞概率	低碰撞概率	低碰撞概率	低碰撞概率

人类探索空间的活动是在空间电磁环境中进行的，这里充满着丰富多彩的过程，也时有灾害性事件发生。就像地表天气变化中的风雨雷电一样，“空间天气”对人类活动同样产生重大影响。从1957年起到今天，空间时代走过了40年的历程，人类终于摆脱了重力场的约束，使其活动领域从固体地球表面延伸到广阔的太空。千百万年以来，人类从固体岩石圈以及土壤、水、大气环境中获取着维系生命的资源。现在，地球空间，这个地球的“第四环境”又向人类展现出巨大的资源前景。然而，当人类一旦进入这个领域才真正知道，等待他的不仅仅是利益，还有恶劣的空间环境带来的危险。无论从科学的角度来看，还是从应用的角度来看，认识地球空间电磁环境的状态和变化，尤其是灾害性空间事件的过程及其效应，都是绝对必要的。

参考文献

Akasofu S I, Chapman S. Solar-Terrestrial Physics[M]. Oxford: Clarendon Press, 1972.

Akasofu S I. Physics of Magnetospheric Substorms[M]. Dordrecht: D. Reidel Publishing Company, 1977.

Akasofu S I. Energy coupling between the solar wind and the magnetosphere[J]. Space Sci. Rev., 1981, 28: 121.

Atkinson G, Unti T. Two-dimensional Chapman-Ferraro problem with neutral sheet, 3. Implied magnetospheric flows and their time dependence[J]. J. Geophys. Res., 1969, 74: 6275-6280.

Axford W I, Hines C O. A unifying theory of high-latitude geophysical phenomena and geomagnetic storms[J]. Can. J. Phys., 1961, 39: 1433.

Behannon K W. Mapping of the Earth's bow shock and magnetotail[J]. 1968, Planet Space Sci.,18: 1349-1355.

Blakemore R P. Magnetotactic bacteria[J]. Science, 1975, 190: 377.

Blakemore R P, Frankel R P, Kalmijn A J. South-seeking magnetotactic bacteria in the southern hemisphere[J]. Nature, 1980, 286: 384.

Chapman S, Bartels J. Geomagnetism[M]. Oxford, 1940.

Davis T N, Sugiura M. Auroral electrojet activity index *AE* and its universal time variations[J]. J. Geophys. Res., 1966, 75(3): 785-801.

Dubrov A P. The geomagnetic field and life[M]. Geomagnetobiology. New York, London: Plenum press, 1978.

Dungey J W. Interplanetary magnetic fields and the auroral zones[J]. Phys. Rev. Lett. 1961, 6: 47.

Egeland, A., Holter, O., Omholt, A., Cosmical Geophysics[M]. Universitetsforlaget, 1973.

Fairfield D H. Average magnetic field configuration of the outer magnetosphere[J]. J. Geophys. Res., 1968, 73: 7329-7338.

Giraud A, Petit M. Ionospheric techniques and phenomena[M]. Holland/USA/ England: D. Reidel Publishing Company, 1978.

Gosling J T, Thomsen M F, Bame S J, Elphic R C, Russell C T. Plasma flow reversals at the dayside magnetopause and the origin of asymmetric polar cap convection[J]. J. Geophys. Res., 1990, 95(A6): 8073-8084.

Gosling J T, Thomsen M F, Bame S J, Onsager T G, Russell C T. The electron edge of the low latitude boundary layer during accelerated flow events[J]. Geophys. Res. Lett., 1990, 17(11): 1833-1836.

Gurnet D A. Critical Problems of Magnetospheric Physics: proceedings of the Symposium held 11-13 May, 1972 in Madrid, Spain [C]. Washington DC: National Academy of

sciences, 1972.

Hargreaves J K. The upper atmosphere and solar-terrestrial relations. An introduction to the aerospace environment[M]. New York: Van Nostrand Reinhold Company. 1979.

Hurley J. Interaction of a streaming plasma with the magnetic field of a two-dimensional dipole[J]. Physics Fluids, 1961, 4: 854-859.

Jacobs J. A.. Reversals of the Earth's Magnetic Field [M]. Bristol: Adam Higer Ltd, 1984.

Jacobs J. A., Geomagnetism[M], Academic Press, vol. 1, 1987, vol. 2, 1987, vol. 3, 1989, vol. 4, 1991.

Kamide Y, Chian A. Handbook of the solar-terrestrial environment [M]. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 2007.

Kan J R, Potemra T A, Kokubun S, Iijima T. Magnetospheric Substorms[M]. American Geophysical Union, Washington, D.C., 1991.

Kivelson M G, Russell C T. Introduction to Space Physics[M]. New York: Cambridge University Press, 1995.

Krall N A, Trivelpiece A W. Principles of Plasma Physics[M]. New York: McGraw-Hill Book Company, 1973.

Lui A T Y. Magnetotail Physics [M]. Baltimore and London: The Johns Hopkins University Press, 1987.

Lyons L R, Williams D J. Quantitative aspects of magnetospheric physics[M]. Dordrecht, Boston, Lancaster: D. Reidel publishing company, 1984.

Masuruov S M. New evidence of a relationship between magnetic field in space and on earth[J]. Geomag. Aeron., 1969, 9: 622-623.

Matsushita S, Campbell W H. Physics of Geomagnetic Phenomena [M]. New York: Academic Press, 1967.

Matsushita S, Xu Wen-yao. IMF sector behavior estimated from geomagnetic data at South Pole[J]. J. Geophys. Res., 1981a, 86(A5): 3628-3634.

Matsushita S, Xu Wen-yao. IMF sector effects on the polar geomagnetic field in winter [J]. J. Geophys. Res., 1981b, 86(A9): 7733-7743.

Matsushita S, Xu Wen-yao. Equivalent ionospheric current systems representing IMF sector effects on the polar geomagnetic field [J]. Planet. Space Sci., 1982, 30(7): 641-656.

Mead G D, Beard D B. Shape of the geomagnetic field solar wind boundary [J]. J. Geophys. Res., 1964, 69: 1169-1179.

Olson W P. The shape of the tilted magnetopause [J]. J. Geophys. Res., 1969, 74: 5642-5651.

Parker E N. Cosmical Magnetic Field-Their Origin and Their Activity [M]. Clarendon Press, 1979.

Parkinson W D. Introduction to Geomagnetism[M]. Scottish Academic Press, 1983.

Parks G K. Physics of Space Plasma [M]. California: Addison-Wesley Publishing Company, 1991.

Perreault P D, Akasofu S I. A study of geomagnetic storms[J]. Geophys. J. R. Astr. Soc., 1978, 54: 547.

Prolss G W. Physics of the Earth's space environment. An introduction [M]. Springer, 2004.

Russall C T, Elphic R T. Initial ISEE magnetometer results: magnetopause observations [J]. Space Sci., Rev., 1978, 22: 681.

Russell C T, Southwood D J. The IMS Source Book, Guide to the International Magnetospheric Study Data Analysis[M]. AGU, Washington D. C., 1982.

Sun W, Xu Wen-yao, Akasofu S-I. Mathematical separation of directly driven and unloading components in the ionospheric equivalent currents during substorms[J]. J. Geophys. Res., 1998a, 103(6): 11695-11700.

Sun W, Xu Wen-yao, Akasofu S I. Separation of directly-driven and unloading components in the ionospheric equivalent currents during substorms by the method of natural orthogonal components[G]//Horwitz J L, Gauagher D L, Peterson W K. Geospace Mass and Energy Flow: Results from the International Solar-Terrestrial Physics Program, Geophysical Monograph 104, American Geophysical Union, 1998, 227-235.

Sun W, Xu W Y, Akasofu S I. An improved method to deduce the unloading component for magnetospheric substorms[J]. J. Geophys. Res., 2000, 105(A6): 13131-13140.

Svalgaard L. Sector structure of the interplanetary magnetic field and daily variation of the geomagnetic field at high latitudes[J]. Geophys. Pap. R-6, Danish Meterol. Inst., Charlottenlund, 1968.

Unti T, Atkinson G. Two-dimensional Chapman-Ferraro problem with neutral sheet, 1 Boundary[J]. J. Geophys. Res., 1968, 73: 2539-2540.

Xiao C J, Wang X G, Pu Z Y, Zhao H, Wang J X, Ma Z W, Fu S Y, Kivelson M G, Liu Z X, Zong Q G, Glassmeier K H, Balogh A, Korth A, Reme H, Escoubet C P. In situ evidence for the structure of the magnetic null in a 3D reconnection event in the Earth's magnetotail[J]. Nature phys., 2006, 2: 478-483.

Xiao C J, Wang X G, Pu Z Y, Ma Z W, Zhao H, Zhou G P, Wang J X, Kivelson M G, Fu S Y, Liu Z X, Zong Q G, Dunlop M W, Glassmeier K H, Lucek E, Reme H, Dandouras I, Escoubet C P. Satellite observations of separator-line geometry of three-dimensional magnetic reconnection[J]. Nature phys., 2007, 1: 1-5.

Xu, Wen-Yao, Normalization of sunspot cycles and eigen mode analysis[J]. Science in China (A), 45, Supp., 4-11, 2002.

布克 H G. 冷等离子体波[M]. 刘曾厚,刘选谋译. 北京: 科学出版社,1985.

陈颙,史培军.自然灾害[M].北京:北京师范大学出版社,2007.
都亨,叶宗海.低轨道航天器空间环境手册[M].北京:国防工业出版社,1996.
哈瑟加瓦 A.等离子体不稳定性和非线性效应[M].王水译.北京:科学出版社,1981.
胡文瑞,林元章,吴林襄.太阳耀斑[M].北京:科学出版社,1983.
胡文瑞.宇宙磁流体理学[M].北京:科学出版社,1987.
胡文瑞,赵学溥.太阳十讲[M].北京:科学出版社,1987.
胡友秋.电磁学[M].北京:高等教育出版社,1994.
焦维新.空间天气学[M].北京:气象出版社,2003.
焦维新,傅绥燕.太空探索[M].北京:北京大学出版社.
林元章,太阳物理导论[M].北京:科学出版社,2000.
刘振兴,濮祖荫.涡旋诱发重联模型(1):动力学特性[J].地球物理学报,1990,33(1):1-12.
刘振兴.濮祖荫.涡旋诱发重联模型(2):通量传输事件理论和模型[J].地球物理学报,1990,33(3):249-258.
刘振兴.太空物理学[M].哈尔滨:哈尔滨工业大学出版社,2005.
陆文松,徐文耀.行星际磁场北向时太阳风-磁层的能量耦合[J].地球物理学报,1996,39(5):577-587.
吕保维,叶永烜,刘振兴.空间物理学进展(第三卷)[M].北京:科学出版社.2001.
上出洋介,鲍明翰.磁层-电离层耦合[M].徐文耀译,北京:科学出版社,2005.
王水,李罗权.磁场重联[M].合肥:安徽教育出版社.1999.
熊年禄,唐存琛,李行健.电离层物理概论[M].武汉:武汉大学出版社.1999.
徐文耀,师恩琦.Akasofu能量耦合函数的数值检验[J].空间科学学报,1986,6(1):24-32.
徐文耀,师恩琦.行星际磁场扇形结构对中低纬地磁场的影响[J],地球物理学报,1987,30(3):226-235.
徐文耀,魏自刚,张北辰,胡红桥,刘瑞源.极光全天空图像移动速度的一种计算方法[J].极地研究,1999,11(3):192-202.
徐文耀.地磁场位形对近地空间天气的控制作用[J].中国科学A,2000,30(增刊):21-24.
叶永烜,吕保维.空间物理学进展(第一卷)[M].成都:四川科学技术出版社.1988.
叶永烜,吕保维.空间物理学进展(第二卷)[M].成都:四川科学技术出版社.1992.
章振大.日冕物理[M].北京:科学出版社.2000.

附录 A　地磁数据库和资料中心

世界地磁台资料汇总到世界资料中心 WDC(World Data Centers)后，经过编目和加工，供用户使用。用户可以从这里得到数字化记录或模拟拷贝，此外，还可以得到其他产品，如地磁活动指数、日地扰动记录、磁场模型、计算机程序等等。

世界资料中心分设在美国、俄罗斯、丹麦、英国、日本、印度和中国等几个主要国家，详细信息列于附表 1。

除了世界资料中心外，一些国家和组织还提供特定类型的资料，我们择其重要者一并列于附表 A.1 中。

附表 A.1　世界资料中心和其他资料组织的有关信息(地磁)

名　称	内容	国家	地　　址	通信地址
WDC-A	日地物理/固体物理	美国	NOAA/NGDC, E/GC 325 Broadway Boulder, Colorado 80303－3328, USA	http://www.ngdc.noaa.gov wdcastp @ ngdc.noaa.gov wdcaseg @ ngdc.noaa.gov
WDC-A	火箭与卫星	美国	NASA Goddard Space Flight Center; NSSDC Code 633, Greenbelt, Maryland20771, USA	http://nssdc.gsfc.nssdc.gov request @ nssdca.gsfc.nasa.gov wdcaseg @ ngdc.noaa.gov

续表

名　称	内容	国家	地　　址	通信地址
WDC-B	日地物理/固体物理	俄罗斯	Academy of Sciences of Russia, Molodezhnaya 3, Moscow117276, Russia	http://www.wdcb.rssi.ru kharin@wdcb.rssi.ru
WDC-C1	地磁	丹麦	Danish Meteorological Institute, Lyngbyvej 100, DK-2100, Copenhagen, Denmark	http://oerstedw-ww.dmi.min.dk: 8080wdcc1@dmi.min.dk
WDC-C1	日地物理	英国	British Geological Survey, Murchison House, West Mains Road, Edinburgh EH9 3LA, United Kingdom	http://ub. nmh.ac.uk d.kerridge@bgs.ac.uk
WDC-C2	地磁	日本	Data Analysis Center for Geomagnetism and Space Magnetism, Kyoto University, Kyoto 606, Japan	http://swdcdb.kugi.kyoto-u.ac.jp iyemory@kugi.kyot o-u.ac.jp
WDC-C2	地磁	印度	Indian Institute of Geomagnetism, Dr. Nanabhoy Moos Road Colaba, Bombay 400005, India	root@iigm0.ernet.in
WDC-D	地球物理	中国	Institute of Geology and Geophysics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100029, China	
GPPL	古地磁	丹麦 捷克	N. Abrahamsen Dept of Earth Sciences, Aarhus University, Finlandgade 8, 8200 AarhusN, Denmark E. Petrovsky Geophysical Institute, Bocni 2/1401, 141 31 Praha 4, Czech Republic	(45-86-101-003) (42-2-761-549)
ISGI	地磁指数	法国	Institute de Physique du Globe, 4 Place Jussieu, Tour 24-25, 2e etage, F-75252 Paris Cedex 05, France	

续表

名 称	内容	国家	地 址	通信地址
MAI	地磁指数	德国	Institute fur Geophysik der Universitat Gottingen, Postfach2341 Herzberger Landstrasse 190, W-3400 Gottingen, Germany	
MD	美国和全球地磁图	美国	US Geological Survey Mailstop 306 Box 25286, Federal Center, Denver, Colorado 80225, USA	
USMOD	美国地磁台数据	美国	Geomagnetism Section US Geological Survey Mailstop 306 Box 25286, Federal Center, Denver, Colorado 80225, USA	http://www.geomag.cr.usgs.gov/geomag FAX 1-303-273-8450
QBSA	太阳活动季报	日本	Solar Physics Division National Astronomical Observatory, University of Tokyo, Mitaka, Tokyo 181, Japan	
SSPIDC	太阳黑子	比利时	Observatoire Royale de Belgique, Avenue Circulaire 3, B-1190 Bruxelles, Belgium	

附录B　地磁仪器原理简介

地磁场测量仪器多种多样，有利用永久磁铁与地磁场相互作用的机械式磁力仪，有利用质子在磁场中旋进原理的质子旋进磁力仪，有利用变化磁场电磁感应原理的感应式磁力仪，有利用光波通过磁场时发生谱线分裂性质的光泵磁力仪，此外还有磁通门磁力仪、超导磁力仪、无定向磁力仪、旋转磁力仪等等。

在不同的使用场合，对磁力仪有不同的要求：固定地磁台站的磁力仪要求基线值和标度值长期稳定可靠，野外磁场巡测要求磁力仪防震性能良好，安装方便、测量快捷，古地磁和医学诊断用的磁力仪要求精度高，卫星磁力仪要求抗干扰力强……

磁力仪的优劣通常用灵敏度、精密度、准确度、稳定性和测程范围等技术指标来评价。灵敏度是指磁力仪能够有效测量的最小磁场强度，有时也称分辨率。精密度是衡量仪器重复性的指标，所以又叫自身重复精度，它给出仪器测定磁场所能达到的最小可靠值，用一组测量值与其平均值的平方偏差来描述。准确度是指仪器测定真值的能力，用测量值与真值的误差来表征。

地磁仪器在推动地磁学发展中起着重要的作用，如果说在地磁学发展的早期阶段和近代阶段，一种地磁场概念（如吉尔伯特的"地球是一个大磁铁"假说）、一种好的数学理论（如高斯位理论）是推动地磁学发展的巨大动力，那么，到了地磁学发展的现代阶段，推动地磁学取得重大进展的关键因素往往是新的观测手段和观测仪器，特别是基于新原理的地磁仪的出现。如质子磁力仪实现了地磁场总强度的快速绝对测量，卫星磁测使空间电磁环境的测量和研究成为可能，塞曼效应磁力仪使我们可以遥测太阳和其他天体的磁场，超导磁力仪不仅推动了古地磁学的研究，而且使磁场用于医学

诊断和生命现象研究。

按照测量原理，地磁仪可以大致分为以下几类：

1. *机械式磁力仪*(mechanical magnetometer)

这是利用永久磁铁与地磁场相互作用的原理制作而成的经典磁力仪，直到现在，仍然广泛使用于地磁台、野外磁测等场合。

一个小磁棒或磁针相当于一个磁矩为 M 的磁偶极子，在均匀磁场 B 中磁偶极子受到的力矩为

$$G = MB\sin\theta \tag{B.1}$$

这里 θ 为 B 和 M 的夹角。如果 M 已知，则只要测得夹角 θ 和力矩 G，就可知道磁场 B。我们可以扭转悬挂磁针的悬丝，给磁针加一机械力矩，从而改变磁针方向，或者在磁针附近适当位置放置补偿磁铁，达到改变磁针方向的目的，最后求得力矩 G 和磁场 B。

此外，一根磁矩为 M 的悬挂磁针，在地磁场磁力矩和悬丝扭力矩的共同作用下，发生周期性摆动(假定摆动角度很小，$\sin\theta\approx\theta$)

$$K\ddot{\theta} + (\mu + MB)\theta = 0 \tag{B.2}$$

其摆动周期为

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{K}{\mu + MB}} \tag{B.3}$$

式中 θ 表示磁针偏转角，μ 是悬丝的扭力系数。测出磁针摆动周期，即可求出磁场 B。

机械式磁力仪主要有以下几种：

(1) 偏角仪　测量地磁偏角的绝对磁力仪。主要由磁系、悬丝、照准望远镜和水平度盘等组成。测量精度可达数秒，其准确度受悬丝残余扭力的影响。

(2) 地磁经纬仪　测量地磁场水平强度的绝对磁力仪。它是高斯等人在 19 世纪 30 年代发明的。它是根据两个磁棒间的相互作用和悬挂着的磁棒的振荡周期与地磁场强度的关系设计的。仪器的主要部分是致偏磁棒、偏转磁系及其悬丝、照准望远镜和水平度盘以及磁棒的振荡箱。若对磁棒和磁系的非偶极影响、磁矩和转动惯量的温度系数等作精细改正，测量精度可达 1～2 nT。使用这类仪器测一组数据要花 1 小时左右。目前，在少数历史悠久的地磁台仍然使用这种仪器。地磁经纬仪主要有两种类型，一种是马丁磁力仪，另一种是施密特磁力仪，后者精度较高。

(3) 正弦检流计　这是 19 世纪到 20 世纪 50 年代广泛使用的水平强度

绝对磁力仪。主要由亥姆霍兹线圈、悬丝和磁系组成。测量精度由线圈常数、电流及磁针的偏角所决定。史密斯(S. Smith)于 1922 年对仪器的测量方法作了改进,使测量精度达到 0.5 nT,测量过程缩短到 2 分钟左右。

(4) 石英丝水平强度磁力仪　测量地磁场水平强度相对值的磁力仪,是丹麦拉库尔(D. Lacour)于 1936 年根据扭力矩和磁力矩平衡的原理设计制成的。仪器的主要部分是一条精制的石英丝和磁针,测定悬丝扭过 $+2\pi$ 和 -2π 时磁针的偏转角,通过计算就可算出地磁场水平强度。这种仪器可供野外地磁测量使用,也可供地磁台作地磁记录的校正,但必须先用绝对磁力仪对它的常数进行标定。它也是国际地磁仪器比测的一种工具。

(5) 零点磁秤　测量地磁场垂直强度的相对磁力仪,是拉库尔于 1942 年根据重力矩与磁力矩平衡的原理,利用两个磁针间的相互作用制成的。仪器的主要部分是一个能绕水平轴摆动的单体磁针和一个安放在该磁针中心下面并可在垂直面内旋转的磁棒,用改变磁棒方位的方法使磁针保持零位。磁棒在各个方位对磁针产生的磁场值是经过标定的,测定磁针在零位时磁棒的方位就可计算出地磁场的垂直强度。现在所用的磁秤已取消可旋转的磁棒,直接利用磁针的偏转计算垂直强度。

(6) 无定向磁力仪　这是专门用来测量岩石磁性的仪器。用一细丝悬挂一根轻质铝杆,两个磁矩相等,极性相反的磁棒水平固定在其上下两端。由于磁系总磁矩为零,所以不受均匀磁场(如地磁场)的影响。如果悬丝扭力为零,则磁系可以停留在任意方位上,故名"无定向磁系"。但是,这一磁系对非均匀磁场却很灵敏。将岩石标本置于磁系之下,上下磁针感受到不同的磁场强度,故可测出标本磁矩。

2. *感应式磁力仪*(induction magnetometer)

这是利用电磁感应原理制作而成的磁力仪。感应电动势有动生电动势和感生电动势之分,所以感应式磁力仪也有不同类型。

(1) 地磁感应仪　这是利用导体运动切割磁力线产生动生电动势和电流的原理而制作的经典磁力仪,用于测量磁倾角。它是韦伯(W. E. Weber)于 1837 年制成的。仪器的主要部分是一个能绕平行于线圈平面的轴旋转的多匝线圈。线圈装在常平架上,架上有垂直度盘和水平度盘。当线圈的旋转轴与地磁场方向平行时,转动线圈的电压输出为零。此时测出线圈旋转轴的倾角即地磁倾角。由线圈转轴的偏差等引起的测量误差可由线圈的正转与反转、水平度盘转 180°和垂直度盘转 180°的数组测量自相消除。测量磁倾角的精度可达数秒。早期使用的伏角计和伏角仪由于操作繁琐,测量精度低,已为地磁感应仪所代替。

(2) 感应环磁力仪　这是利用通过闭合线圈的磁通量变化产生感生电动势和电流的原理而制作的经典磁力仪，用于测量快速变化磁场(如脉动)。假设平面导电线圈的面积为 A，共有 N 匝，当垂直于线圈平面的磁场分量 B 以频率 $2\pi f$ 变化时，线圈中产生的感生电动势为

$$V = -N\frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}t} = 2\pi fNAB_0 \tag{B.4}$$

频率大于 3 mHz 的天然地磁脉动随频率增加而减小，给宽谱带脉动测量带来一定困难。而上式显示，线圈中的感生电动势随频率增加而增加，正好解决了这一困难，所以感应环磁力仪常用来观测地磁脉动。但它不适用于稳定磁场和缓变磁场的观测。

(3) 旋转磁力仪　这是专门用于测量岩石标本磁性的仪器。仪器由一对感应线圈组成，将岩石标本置于其中，恒速旋转，则线圈中将感应出交变电压，其振幅决定于标本的磁矩和旋转速度。

3. 质子(核子)旋进磁力仪(Proton-precession magnetometer)

氢原子核—质子—是带正电荷的粒子，因其自旋而具有磁性，像一个绕自旋轴旋转的磁偶极子。在没有磁场的情况下，由于热运动，这些磁偶极子杂乱排列，不显示整体的宏观磁性。当加一外部极化磁场时，自旋的质子磁偶极子将按极化磁场方向排列，这称作核子顺磁性。然后，突然撤除极化磁场，质子将在地磁场作用下，绕地磁场旋进，在测量线圈内感应出周期变化的衰减电流，其旋进频率 ω(称作拉莫尔旋进频率)与地磁场总强度 B 有以下关系：

$$\omega = \gamma_p B \tag{B.5}$$

公式中 $\gamma_p = (2.675\,198\,7 \pm 0.000\,007\,5) \times 10^8$ 叫质子磁旋比(或回旋磁比率)，单位是 $\mathrm{T^{-1}s^{-1}}$。由此可得磁场强度

$$B(\mathrm{nT}) = \frac{\omega}{\gamma_p} = \frac{2\pi f}{\gamma_p} \approx 23.487\,4f(\mathrm{Hz}) \tag{B.6}$$

测定频率 f，即可计算出磁场总强度 T 的数值。如果在探头外部增设一个亥姆霍兹线圈，即可成为质子旋进分量磁力仪。

质子旋进磁力仪探头的工作介质是富含氢原子核的水、煤油、酒精等，极化磁场是由缠绕在液体试样上的线圈中的直流电所产生的，极化磁场方向大致垂直于地磁场，以便获得最大的测量信号。极化磁场很强，可达 100 高斯。

质子旋进磁力仪精度高，稳定性好，温度影响小，而且在观测磁场时不

必准确定向，它不怕震动，适于装在船舶、气球、飞机、火箭和人造卫星等运载工具上使用。所以，质子旋进磁力仪既可用于固定台站的绝对测量，又可用于地面、海洋和航空磁法探矿。其缺点是不能连续测量。

4. *磁通门磁力仪*(flux gate magnetometer)

又叫磁饱和磁力仪(saturable-core magnetometer)。它是二战期间发展起来的新型磁力仪，原来的目的是为了从飞机上探测敌方潜艇，而后来在陆地磁测、航空磁测、卫星磁测以及地磁台站得到广泛的应用。

磁通门磁力仪的探头中有一个高磁导率合金制成的磁芯，在弱磁场中就能达到饱和磁化状态。具体做法是：在两个平行的磁芯上分别绕以初级和次级线圈，两个初级线圈串联起来通以 50～1 000 赫的激励电流，使磁芯达到饱和状态，次级线圈与差动放大器相连。在外磁场为零时，磁芯中所感应的交流磁通的正半周与负半周完全对称，两个次级线圈的输出均为零。当沿磁芯轴向加一稳恒磁场时，则磁芯在某一半周先达到饱和，正负半周不对称，两个次级线圈的输出电压差与外加磁场的强度成正比，测量此电压就可得到地磁场的强度。这种仪器能测量地磁场的方向和强度。把 3 个相互垂直的探头组合在一起，就能构成分量磁力仪。

5. *塞曼效应磁力仪*(Zeeman-effect magnetometer)

塞曼发现，当光线通过强磁场时，原子的一条谱线分裂为三条，它们之间的距离与磁场强度有关。当磁场与视线垂直时，中间谱线(原来的谱线)的极化方向平行于磁场，而两侧的两条谱线(分裂形成的谱线)的极化方向垂直于磁场。如果磁场与视线平行，则只看到两侧的两条谱线，呈圆极化状态，两条谱线极化方向相反，决定于磁场方向。不同原子有不同的塞曼波长漂移，同一种原子的不同谱段，塞曼波长漂移也不相同。太阳表面发射的明亮铁谱线 Fe Ⅰ(5 250.216Å)可以在地球上检测到，并用于太阳磁场的观测。

6. *光泵磁力仪*(optical pumping magnetometer)

这类仪器是根据原子能级在磁场中产生塞曼分裂的现象，采用光泵(光抽运)和磁共振技术制成的一种测量地磁场总强度的磁力仪。如铷光泵磁力仪的原理是由铷灯发出的圆偏振光照射铷吸收池，并在光电池上聚焦，由于光束与地磁场约成 45°夹角，电子绕地磁场作拉莫尔旋进，所以光强度也按拉莫尔频率闪烁。把光电池的输出信号放大并接到绕在吸收池外面的高频反馈线圈上，就构成一个振荡器，其振荡频率 f 与地磁场总强度 T 成正比。测量振荡频率就能得出地磁场的总强度。

光泵磁力仪常用的工作元素有铷(^{87}Rb, ^{85}Rb)、铯(^{133}Cs)、氦

(^4He,^3He)等。按线路结构特点光泵磁力仪可分为跟踪式和自激式两类。光泵磁力仪的灵敏度可达±0.01 nT,用以测定总磁场强度的绝对值,这种磁力仪没有零点掉格及温度效应,工作时不需准确定向,适于航磁和海磁等运动条件下的高精度快速连续测量。

7. 低温超导磁力仪(cryogenic supereconductor magnetometer)

在特定的临界温度以下(一般低于 20 K),许多导体和某些合金的电阻率变为零,成为超导体,铅、铌、钽、钒的临界温度分别为 7.2 K,9.2 K、4.4 K、5.4 K,这种低温可以在液氦中得到(4.2 K)。在这种超导状态下,许多独特的亚微观量子力学低温特性在宏观层次上表现出来。由于电阻率为零,超导体完全排斥外部磁场。

1962 年,约瑟夫森用实验证明,超导电子能够无阻地通过两块超导体中间夹着的 1~3 nm 厚的绝缘层,即绝缘层两端无电位降。这种绝缘层叫做超导隧道结或约瑟夫森结(Josephson junction),这种现象叫做超导隧道结的约瑟夫森效应。利用约瑟夫森效应制成的器件叫超导量子干涉器(superconducting quantum interference device,简称 SQUID),用这种器件制成的磁力仪叫超导磁力仪。其灵敏度可达 10^{-4}nT,适用于微弱磁场的测定和物质磁性的研究。

附表 B.1 各种磁力仪的比较

磁 力 仪	分辨率(nT)	说 明
塞曼光泵磁力仪	10^4	用于太阳强磁场测量
经典机械磁力仪	10^{-1}	用于许多地磁台,不太灵敏,设计简单可靠
通门磁力仪	10^{-1}	用于大多数现代化地磁台,用于卫星测量弱磁场,对温度和应力敏感,测量脉动要用低噪声型号,要用质子仪表定。
质子旋进磁力仪	10^{-1}	用于许多地磁台,是理想的总强度仪,是台站的参考标准,对脉动反映不好,广泛用于地磁测量。
光泵磁力仪	10^{-2}	用于总场测量,响应快,频率范围宽,用于卫星测量,电子线路复杂。
感应线圈磁力仪	10^{-4} (1 Hz 时)	测量磁场变化率,是测量脉动的理想仪器,
SQUID 超导磁力仪	10^{-5}	广泛用于岩石样本的磁性测量

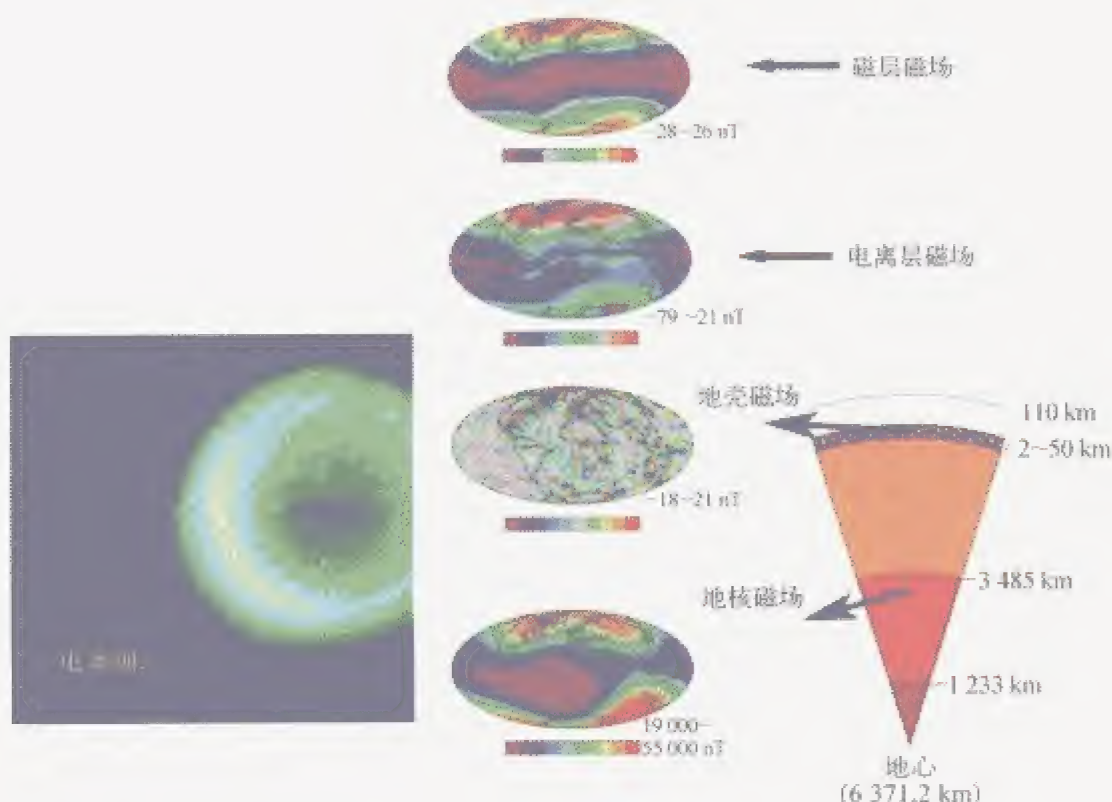


图 1.27　钡云施放的照片

右上方的绿色中性钡云球保持不动，左下方为紫色电离钡云在电场作用下漂移成长尾形状。

图 1.35　综合地磁场模型 CM，包括地核主磁场模型、地壳（或岩石圈）磁异常模型、电离层磁场模型和磁层磁场模型

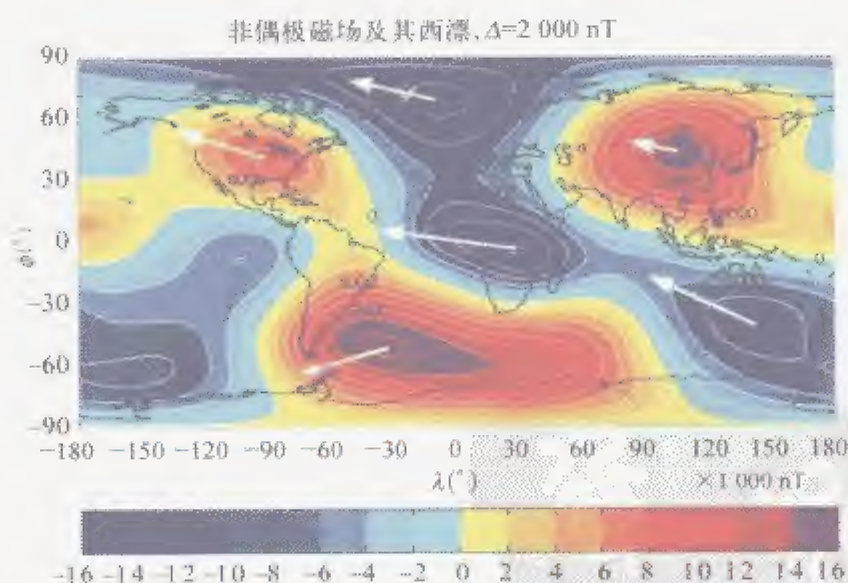
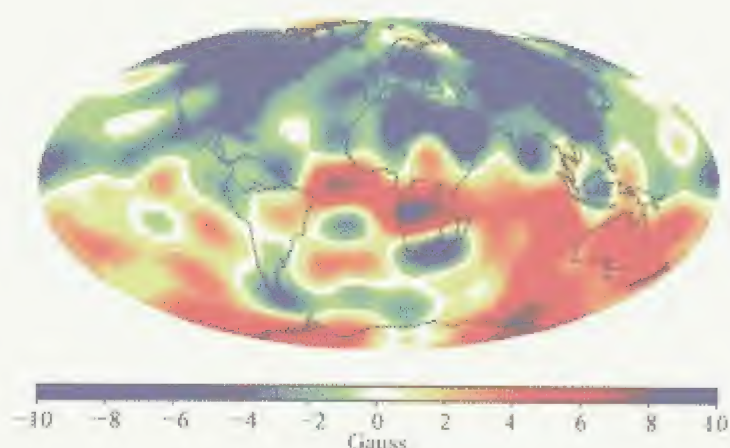
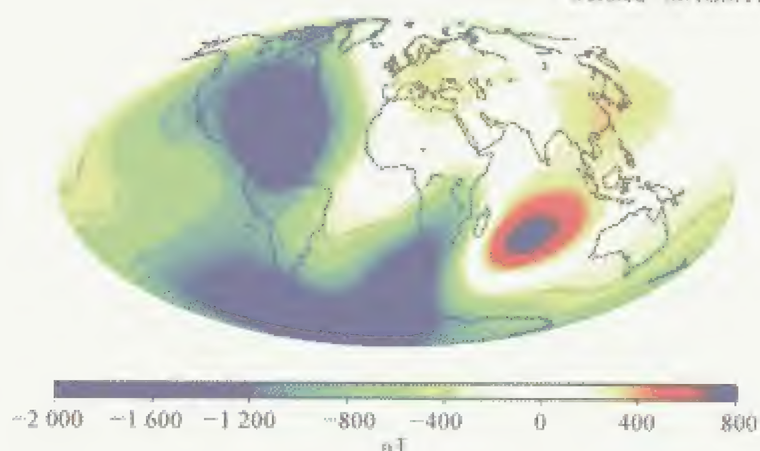


图 2.3　1900 年地球非偶极磁场

等值线间隔为 2 000 nT，图中的箭头表示在 1900～2000 年期间每一块磁异常区的平均西漂速度。





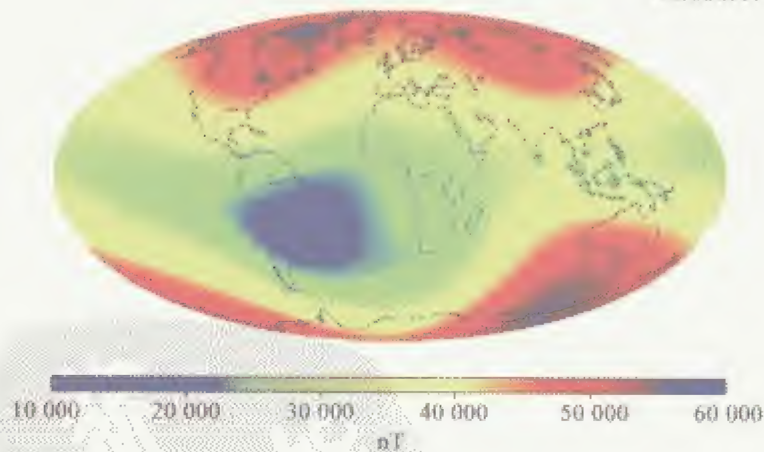


图 2.25　综合磁场模型 CM4(2000 年)

(a) CM4 给出的核幔界面垂直分量 B_r 分布(2000 年)；(b) 1980年到 2000 年地磁场总强度 F 的长期变化，1980 年和 2000 年磁场模型分别是根据 MAGSAT 和 Oersted 资料建立的；(c) MAGSAT－1980 地磁场总强度 F 模型。

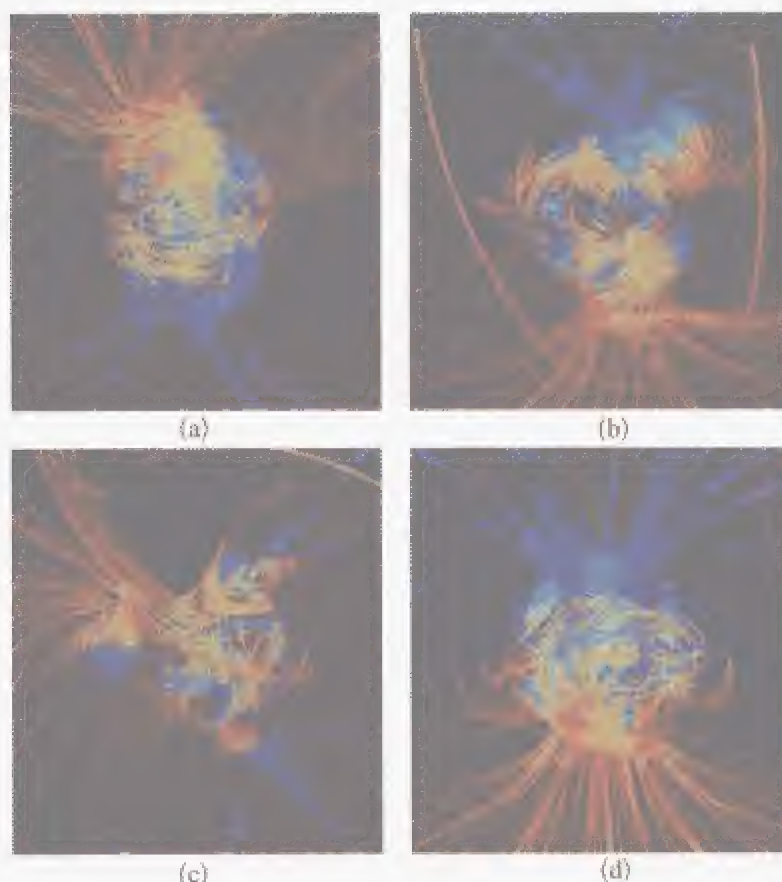


图 3.15 格拉斯迈尔-罗伯茨的地球发电机数值模拟结果——地磁场极性倒转过程中磁力线结构的变化

(a) 倒转前;(b) 倒转中;(c) 倒转后;(d) 均匀粘性假设下没有模拟出倒转,磁场更为偶极子化。

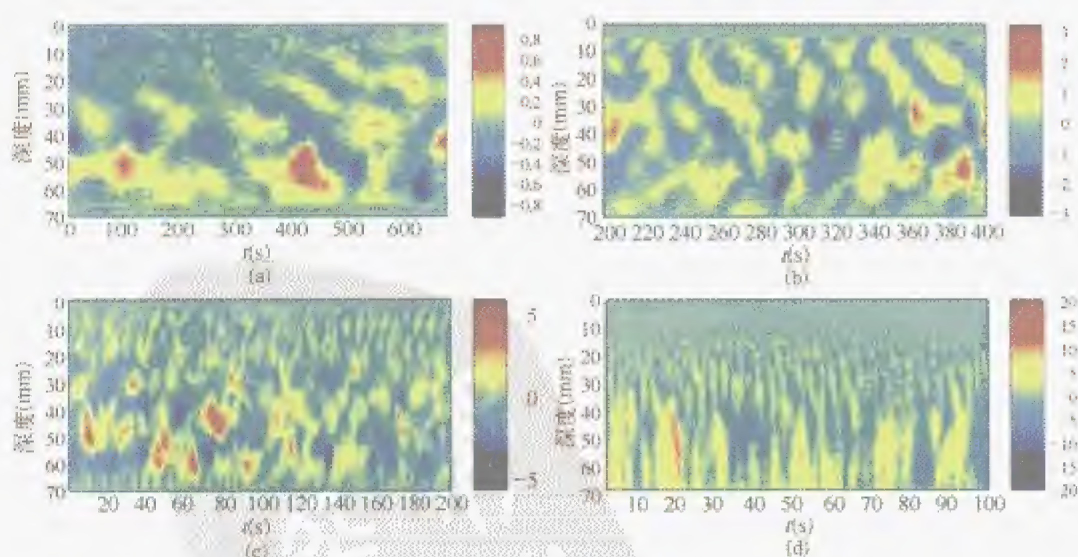


图 3.25 径向速度在时间-深度坐标系中等值线图

速度单位是 mm/s。(a)、(b)、(c)图的介质为水,(d)图的介质为液态镓。

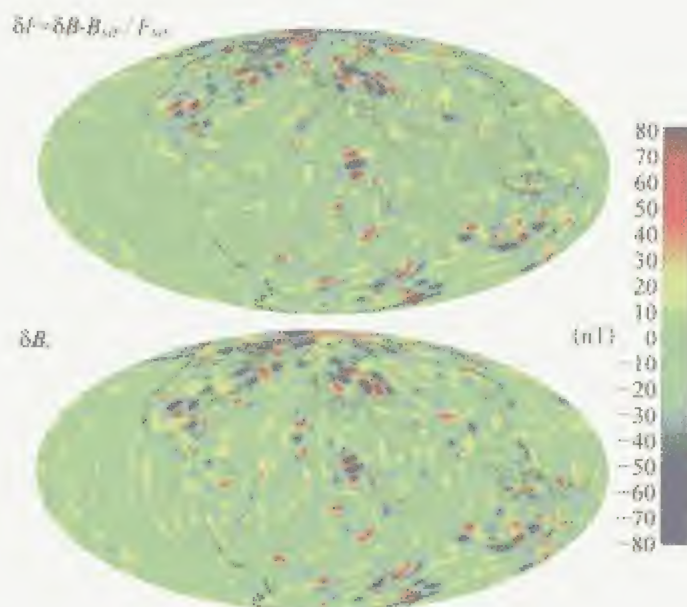


图 4.14　Oersted－05 模型($n=14\sim44$)显示的地面地壳磁场总强度和 B_r 分量分布图

上图是总强度异常，下图是 B_r(即－Z 分量)异常。

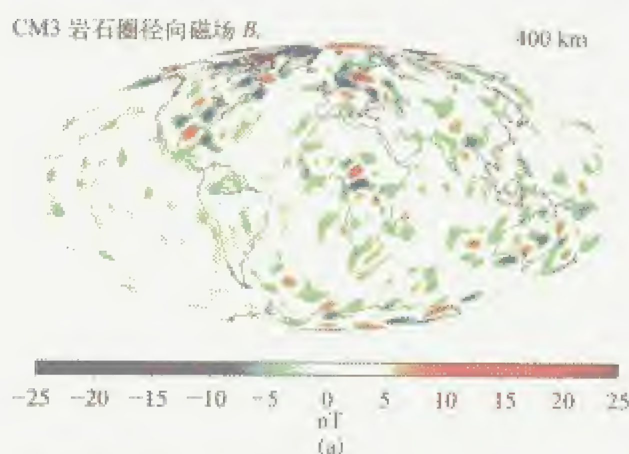




图 4.15　CM3 和 CM4 磁异常模型

(a) CM3 模型($n=15\sim65$)给出的 400 km 参考高度上 B_r 分量异常(注意：$B_r=-Z$)；(b) CM4 模型($n=16\sim65$)给出的 400 km 参考高度上总强度异常分布。

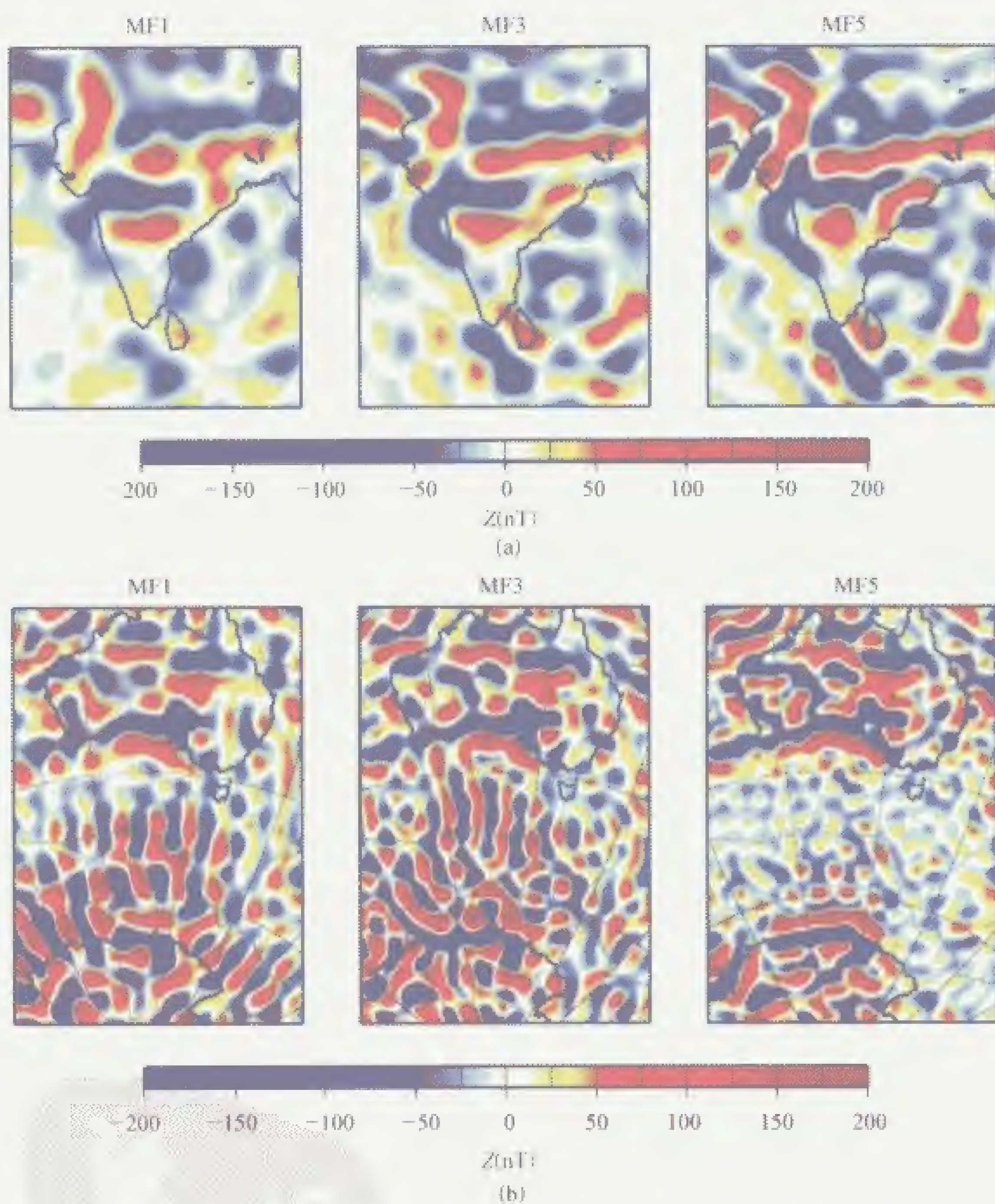


图 4.16 从第一代 CHAMP 模型 MF1 到第五代模型 MF5 的演变对比

(a) 印度地区 MF1、MF3 和 MF5 模型 Z 分量的异常分布，资料选自大磁扰期间的夜间观测值；(b) 南极-澳大利亚地区 MF1、MF3 和 MF5 模型 Z 分量异常分布对比图。

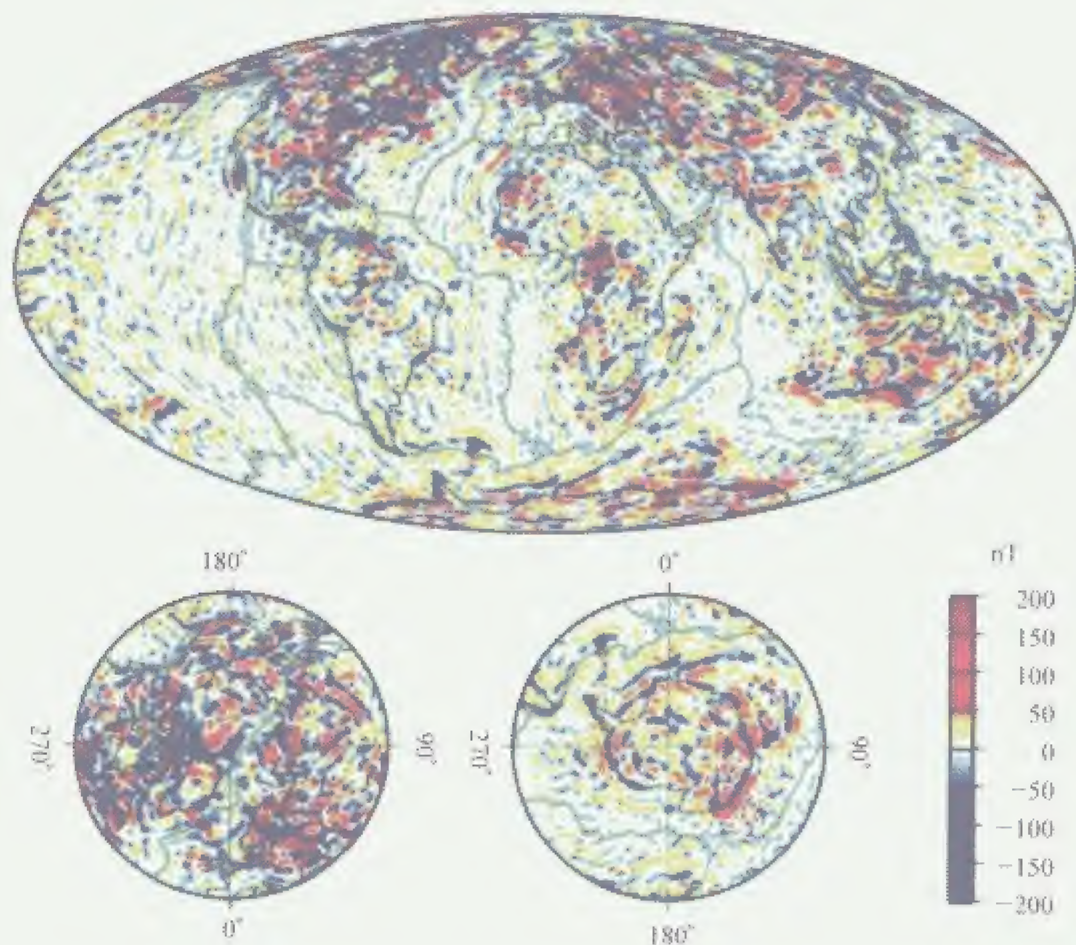


图 4.17　MF5 模型给出的地壳磁场 Z 分量的全球分布(大地水准面上)

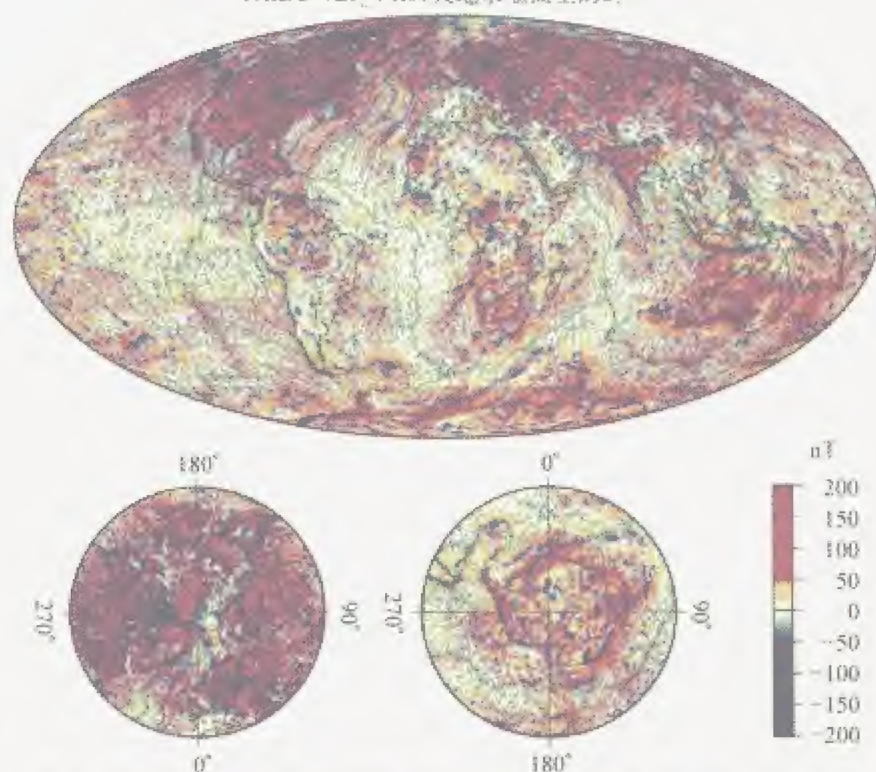


图 4.18　NGDC－720 模型给出的地球大地水准面上地磁垂直分量的分布图

紫色区域的正异常达到 150 nT 以上，黑色区域的负异常值超过－150 nT。

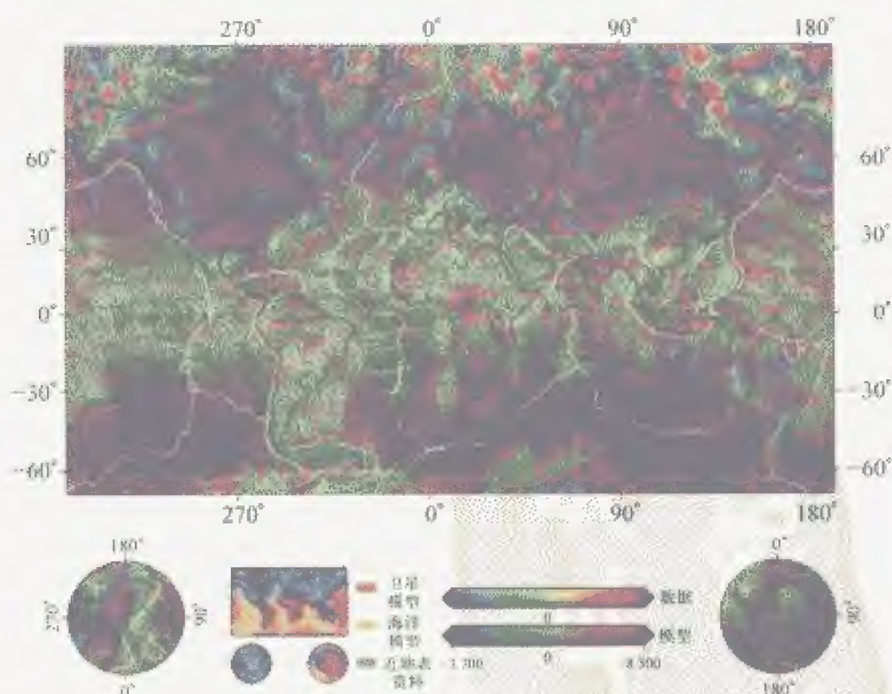
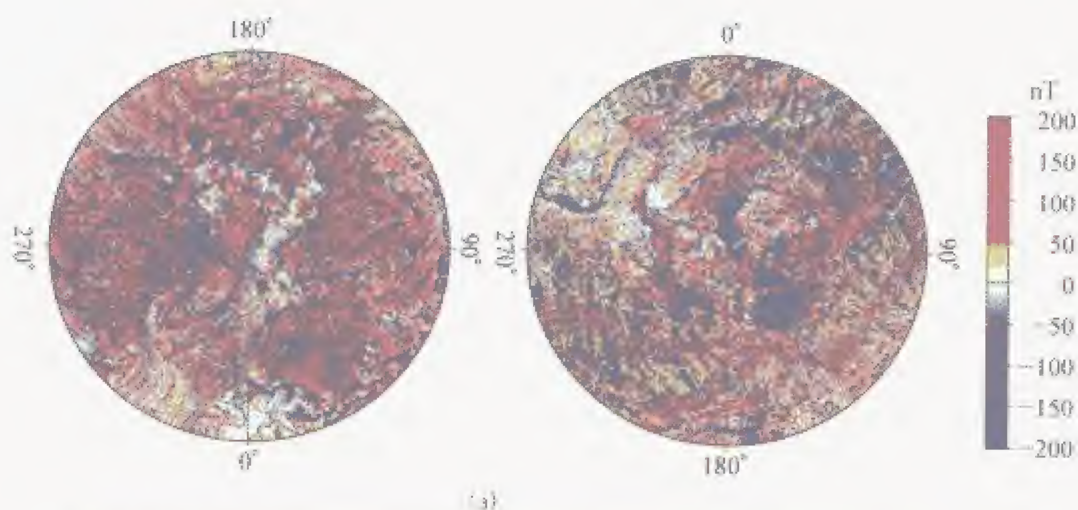


图 4.19　世界地磁异常图

该图表示在世界大地坐标系 WGS84 椭球面以上5 km处的磁场异常分布。异常图采用自然色标：红色表示正异常，蓝色表示负异常。



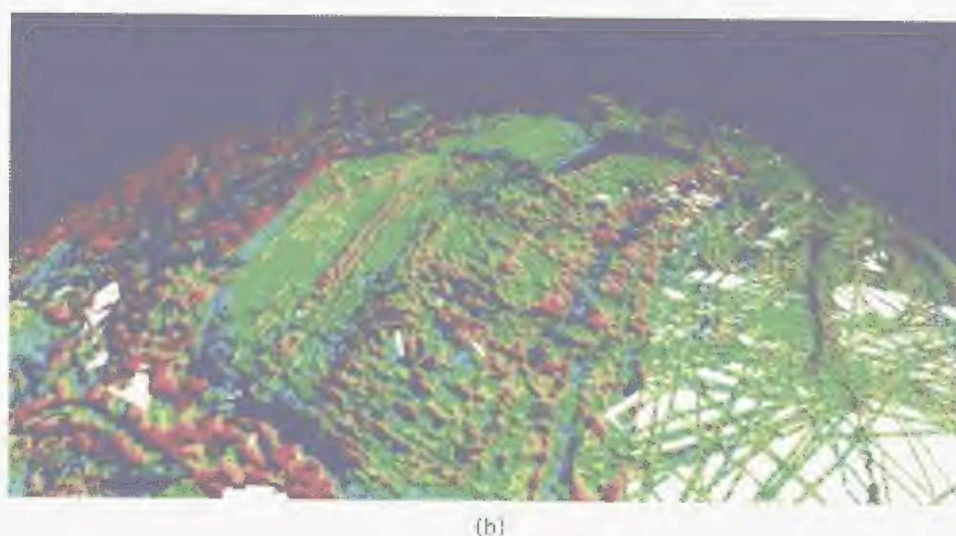

(b)

图 4.20 美国 NGDC 为世界数字地磁异常图提供的候选模型(a)
及该模型北大西洋部分的放大立体图(b)

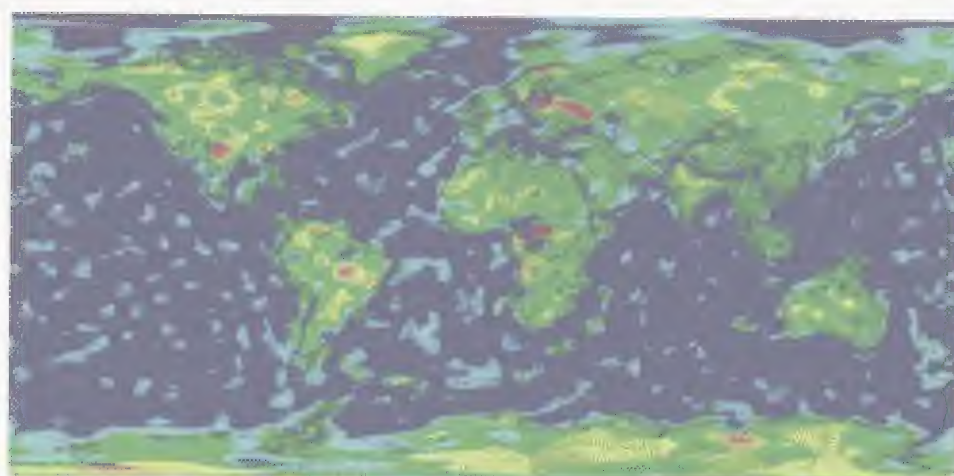


图 5.13 地壳岩石磁化强度分布模型
红色表示最强的磁化，蓝色表示磁化最弱。

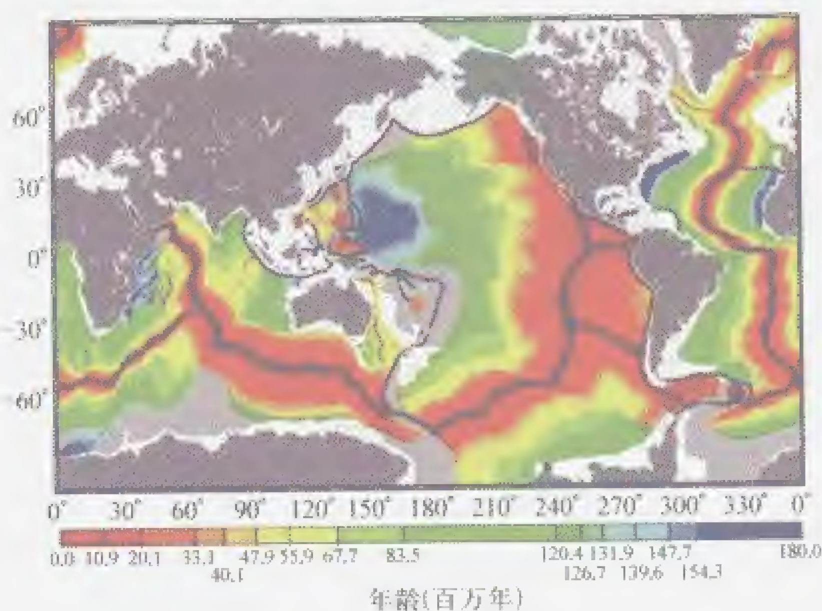


图 5.17 海底岩石年龄

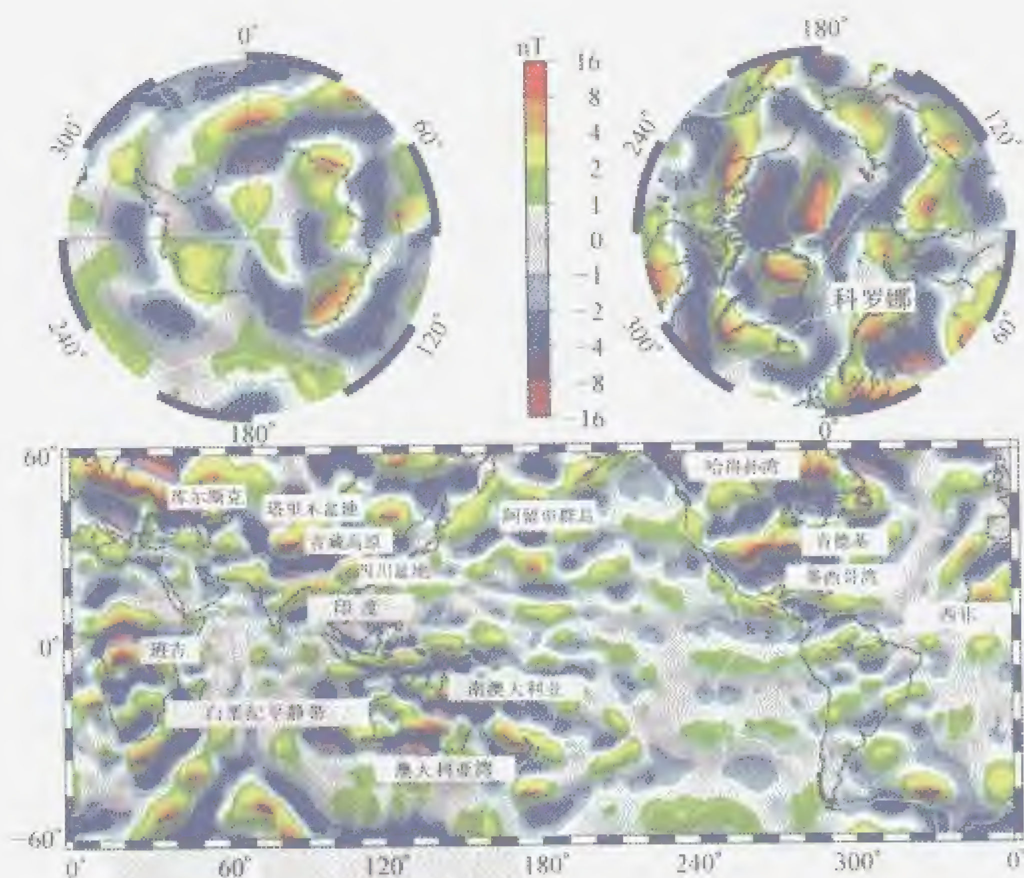


图 5.18 卫星高度 Z 分量异常图

图中标出了主要异常区的名称。

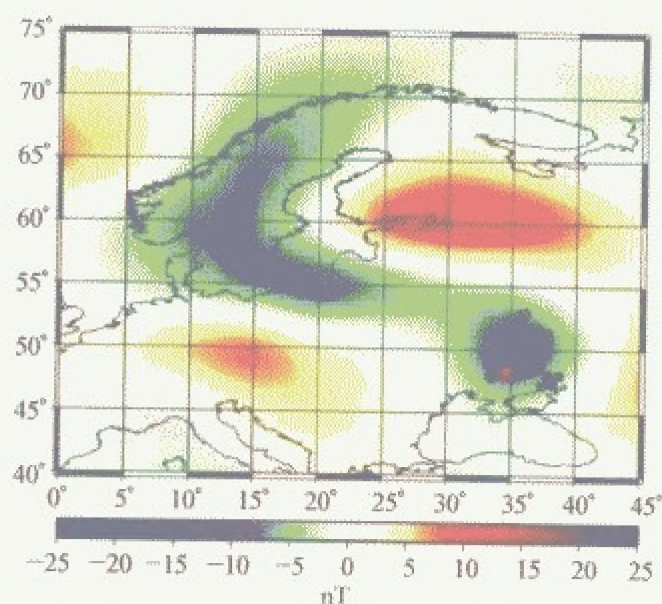


图 5.23　库尔斯克地区 $B_r(-Z)$ 分量的卫星磁异常图

黑点表示铁石英岩的位置，五星表示深钻位置。

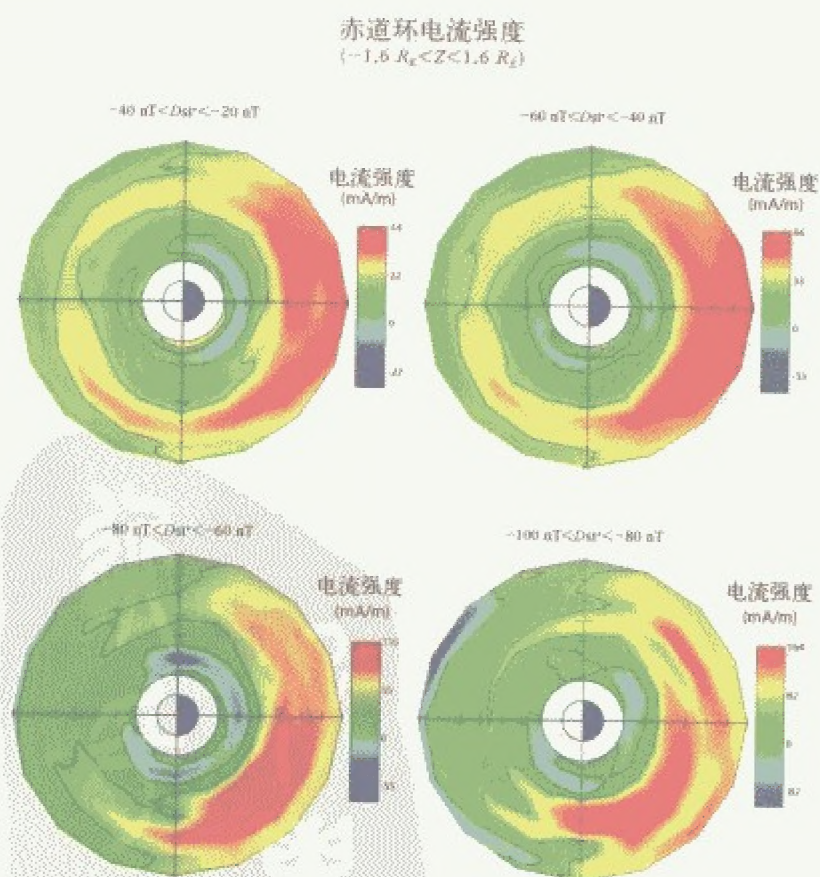


图 7.19　环电流高能中子成像的结果

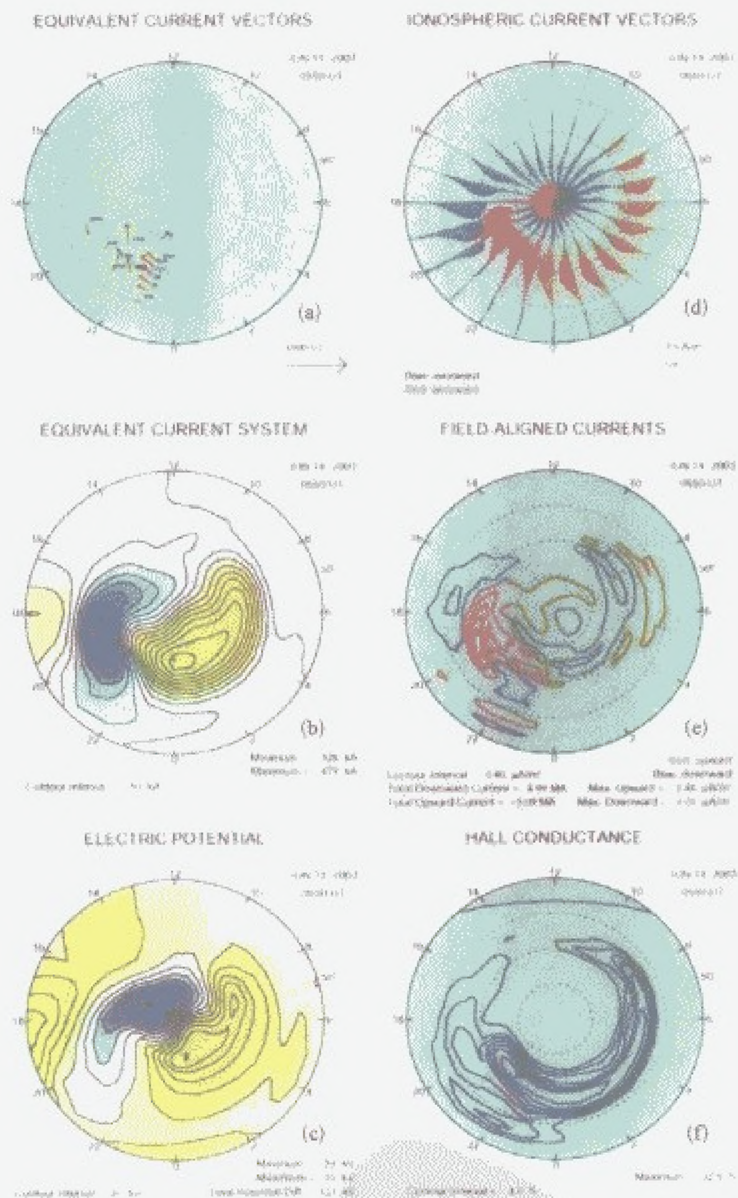


图 7.37　用 KRM 方法反演电离层电流和场向电流的一个例子

(a) 由地面磁场变化得到的电离层等效电流矢量；(b) 用电流函数表示的等效电流体系；(c) 反演得到的电离层电位；(d) 反演得到的电离层电流；(e) 反演得到的场向电流；(f) 反演时使用的霍尔电离层电导率模型。

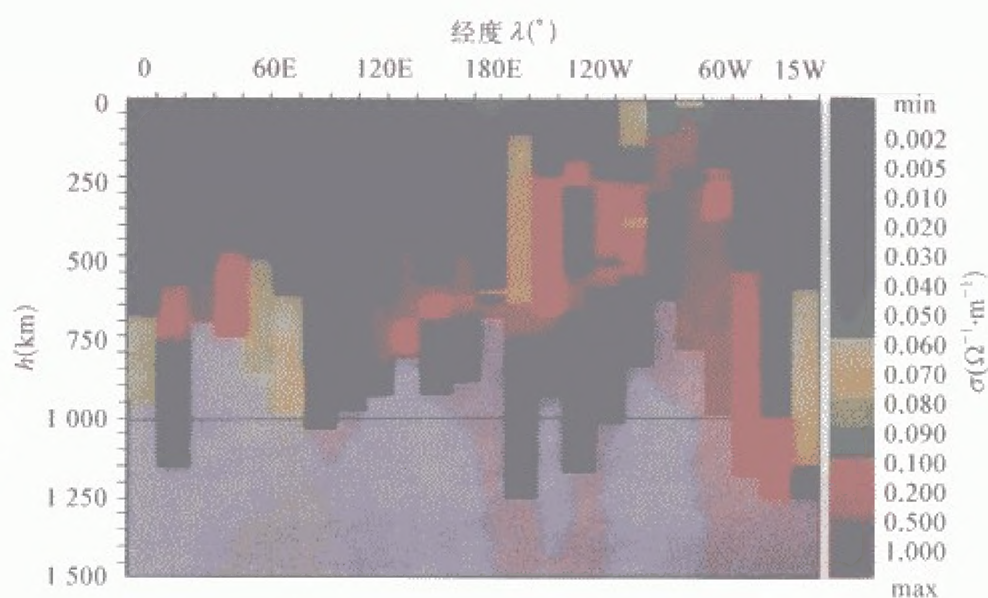


图 9.8 用 S_q 场得到的地球电导率随深度和经度的变化

横坐标是地理经度，纵坐标表示深度，右边的色标是归一化色标。

[General Information]
□□=□□□□□□□□□
□□=□□□□
□□=558
□□□=□□□□□□□□□□□□□□□
□□□□=2009.01
SS□=12205069
DX□=000006677796
URL=http://book.szdnet.org.cn/bookDetail.jsp?dxNumber=000006677796&d=5258B90029CB6D5DAC962A5F2D08E07F